UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Supernovas Ia: dependências ambientais e inovações observacionais

Henrique Scemes Xavier

Orientador: Prof. Dr. Luís Raul Weber Abramo

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo para a obtenção do
título de Doutor em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Basilio Xavier Santiago (IF-UFRGS)

Prof. Dr. Edivaldo Moura Santos (IF-USP)

Prof. Dr. Ioav Waga (IF-UFRJ)

Prof. Dr. Luís Raul Weber Abramo (IF-USP)

Prof. Dr. Marcos Vinicius Borges Teixeira Lima (IF-USP)

São Paulo
2014

Resumo

Visando aprimorar as medidas de distâncias cosmológicas feitas com a observação de supernovas de tipo Ia (SNIas), nós realizamos dois estudos: primeiro, verificamos as relações entre as propriedades das SNIas e de seus ambientes; segundo, avaliamos os dados de supernovas que poderiam ser obtidos com um mapeamento (*survey*) fotométrico do céu em filtros de banda estreita.

Na primeira parte deste trabalho, nós utilizamos dados do *Sloan Digital Sky Survey* para confirmar as relações publicadas na literatura entre as propriedades das SNIas e a taxa de formação estelar de suas galáxias hospedeiras: SNIas em galáxias passivas tendem a ser mais breves, mais luminosas após correções, e sua cor influencia menos a sua magnitude quando comparadas a SNIas em galáxias ativas. Nós então analisamos SNIas em aglomerados ricos de galáxias e concluimos que elas são ainda mais breves do que a SNIa média em galáxias passivas. Essa característica está relacionada com a idade mais alta das galáxias passivas em ambientes densos e com a preferência dessas galáxias em hospedar SNIas bastante breves. As demais características das SNIas foram consideradas compatíveis com SNIas de campo dentro da precisão alcançada. Esse tipo de estudo deve impactar a determinação de distâncias uma vez que, em diversos casos, SNIas em *redshifts* diferentes habitam ambientes diferentes.

O segundo tema desta tese trata de estudar as características de um novo método fotométrico aplicado às supernovas: o imageamento em filtros de banda estreita. Utilizando simulações de fotometria e tomando como base o projeto *Javalambre Physics of the accelerating universe Astrophysical Survey* (J-PAS), mostramos que um mapeamento realista em filtros de banda estreita é capaz de produzir amostras massivas de SNIas em *redshifts* intermediários ($0 < z < 0,5$) com baixa contaminação (3% ou menos), com um *redshift* fotométrico altamente preciso ($\sigma_z = 0,005$) e com boa precisão na parametrização de suas curvas de luz. Além disso, filtros de banda estreita são capazes de resolver quase todas as características espectrais das supernovas. Junto com a rica informação que esse mapeamento pode prover sobre as galáxias observadas, esse tipo de projeto deve trazer contribuições significativas para o melhor entendimento das supernovas e das relações com seus ambientes.

Abstract

Aiming at improvements in cosmological distance measurements performed with type Ia supernovae (SNe Ia) observations, we carried out two studies: first, we analyzed the relationships between the properties of SNe Ia and those of their environments; second, we assessed what kind of SNe data could be attained by a photometric survey using narrow-band filters.

In the first part of this work we used data from the Sloan Digital Sky Survey to confirm previously reported relations between SNe Ia properties and their host's star formation rate: SNe Ia in passive galaxies tend to be briefer, more luminous after corrections and their colors do not impact their magnitudes as much when compared to SNe Ia in active galaxies. We then analyzed the properties of SNe Ia inside rich galaxy clusters and concluded that they are even briefer than the average SNe Ia in passive galaxies. This characteristic is related to the older age of passive galaxies in dense regions and their preference for hosting very brief SNe Ia. Other properties of these SNe Ia were considered compatible under the precision attained. This kind of study may influence distance determinations since, in many cases, SNe Ia at different redshifts populate different environments.

On the second part of this work we studied the characteristics of a new photometric method applied to supernovae: the narrowband filter imaging of the sky. Using photometry simulations and taking the Javalambre Physics of the accelerating universe Astrophysical Survey (J-PAS) project as our fiducial survey, we showed that a realistic narrowband survey is capable of producing massive SNe Ia samples at intermediate redshifts ($0 < z < 0,5$) with low contamination rate (3% or less), a highly precise photometric redshift ($\sigma_z = 0,005$) and a good precision on their light curve parametrization. Moreover, narrowband filters are able to resolve almost every supernova spectral feature. Together with the rich galaxy information this kind of survey can provide, it should present significant contributions to the better understanding of supernovae and their relationships with their environments.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer às diversas pessoas que contribuíram de forma significativa para este trabalho: ao Prof. Raul Abramo pela orientação, pela oportunidade de trabalhar com o J-PAS, pelo auxílio na preparação para o estágio de um ano na *University of Pennsylvania*, pela contribuição nos trabalhos resultantes, entre outras muitas coisas; ao Prof. Masao Sako pela orientação no exterior e pela oportunidade de trabalhar com os dados fotométricos e espectroscópicos de galáxias e supernovas do *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) e do *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (BOSS); ao Prof. Ribamar R. Reis pelo auxílio técnico com o pacote de programas SNANA, pelas discussões e pelas contribuições no trabalho de simulação de dados do J-PAS; ao Prof. Richard Kessler pela manutenção do SNANA e sua adequação ao J-PAS, e pelas diversas e frutíferas discussões e esclarecimentos sobre o SNANA, sobre supernovas e sobre fotometria; à Dra. Jennifer Mosher pelo auxílio no ajuste de modelos à fotometria das supernovas; ao Dr. Ravi R. Gupta pelo trabalho na determinação das propriedades de galáxias a partir de fotometria, pela ajuda no acesso e utilização dos dados de supernovas do SDSS e pelas discussões e comentários no trabalho de propriedades de supernovas em aglomerados de galáxias; ao Dr. Chris D'Andrea pelas discussões sobre supernovas e pelos comentários em relação ao trabalho sobre supernovas em aglomerados; ao Prof. Robert C. Nichol pelas sugestões e comentários bastante úteis a respeito da análise de supernovas do SDSS; aos Drs. Antonio Marín-Franch, Alberto Molino, Keith Taylor e aos Profs. Alberto Fernández Soto e Narciso Benítez pelas preciosas informações e discussões a respeito do J-PAS. Também agradeço aos colaboradores John Marriner, Lluís Galbany, Mathew Smith, Peter M. Garnavich, Matthew D. Olmstead, Donald P. Schneider, Beatriz B. Siffert, Maurício Calvão, Ioav Waga, Alessandro Ederoclite e Laerte Sodré Jr. pelas variadas discussões e contribuições; e a Paula Nogueira e Renné Araújo pelo auxílio na revisão do texto.

Da mesma forma, agradeço às instituições de fomento à pesquisa científica que forneceram os recursos indispensáveis para a realização deste trabalho: a Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pela bolsa de doutorado, a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pela bolsa de um ano do programa de estágio de doutorando no exterior (PDEE), e o Instituto Nacional de Ciência e Tecnologia de Astrofísica (INCT-A) pelo auxílio financeiro para a participação do 4º encontro científico do J-PAS e pelo acesso ao Laboratório de Astroinformática, ao qual também sou grato por prover a capacidade computacional requerida pelas simulações de fotometria e análise de seus resultados. Por fim, reconheço a contribuição da Universidade de São Paulo, do Instituto de Física e do Departamento de Física Matemática que providenciaram a infraestrutura e o apoio logístico necessário ao trabalho.

Sumário

1	Introdução	13
1.1	O desenvolvimento da cosmologia moderna	13
1.2	Características gerais das supernovas	14
1.3	Supernovas na cosmologia	15
1.4	Motivação deste trabalho	16
2	Fundamentos e medidas de distância	21
2.1	Emissões de fótons em um universo em expansão	21
2.1.1	Dilatação temporal e <i>redshift</i>	22
2.1.2	Relação entre χ e z	22
2.1.3	Diluição espacial de uma emissão de fótons	23
2.1.4	Evolução do espectro	23
2.2	Fotometria e magnitudes	24
2.3	Determinação de distâncias a partir de magnitudes	26
2.4	O modelo SALT2	27
2.4.1	Descrição do modelo	27
2.4.2	Medindo distâncias com o modelo SALT2	27
2.5	Tipificação e ajuste de modelos	30
3	Dependências das SNIas com o ambiente	33
3.1	Ponto de partida	33
3.2	Conjunto de dados	33
3.2.1	Supernovas	33
3.2.2	Aglomerados de galáxias	34
3.2.3	Galáxias hospedeiras	35
3.3	Metodologia	36
3.3.1	Ajuste de modelos para SNIas	36
3.3.2	Identificação das galáxias hospedeiras	37
3.3.3	Propriedades da galáxia hospedeira	37
3.3.4	Seleção de SNIas membros de aglomerados	39
3.3.5	Testes de consistência da seleção	41
3.3.6	Comparação de amostras de SNIas	46
3.4	Relações entre SNIas e galáxias hospedeiras	46
3.5	Propriedades de SNIas em aglomerados	50
3.5.1	Comparação com SNIas de campo	50
3.5.2	Comparação com amostras mistas	53
3.5.3	A importância da idade da hospedeira	53

3.5.4	Correlação com a massa da hospedeira	56
3.6	Robustez dos resultados	56
3.6.1	Cortes extras em x_1 e c	57
3.6.2	Testes de dependência em <i>redshift</i>	58
3.6.3	Exclusão da fotometria do GALEX e do UKIDSS	59
3.6.4	Redução do raio de projeção do aglomerado	59
3.7	Conclusões do capítulo	60
4	Um método inovador para a ciência de SNs	63
4.1	O potencial dos filtros de banda estreita	63
4.2	O processo de simulação de dados do SNANA	64
4.2.1	Simulação das superfícies espectrais	64
4.2.2	Simulação do processo de observação	68
4.2.3	Biblioteca de galáxias hospedeiras	70
4.2.4	Simulação comparativa: fotometria em banda larga	71
4.3	Características do J-PAS	72
4.4	Estratégia observacional	75
4.4.1	Gradeamento do céu com o J-PAS	75
4.4.2	Calendário de observações	75
4.4.3	Simulações realistas do calendário de observações	78
4.5	Cortes de qualidade	80
4.6	Resultados do cenário padrão	81
4.6.1	Medidas de fluxo individuais	82
4.6.2	Qualidade da tipificação de SNs	87
4.6.3	Recuperação de parâmetros do modelo SALT2	88
4.6.4	Precisão do <i>photo-z</i> de SNIs	90
4.7	Otimização do mapeamento	93
4.7.1	Filtros misturados	94
4.7.2	Menos filtros, mais tempo	97
4.7.3	Menos SNR, cadência maior	98
4.7.4	Redução do tempo de <i>overhead</i>	99
4.8	Incertezas sistemáticas	100
4.8.1	Desvios nos comprimentos de onda centrais dos filtros	101
4.8.2	Viéses na calibração fotométrica	103
4.8.3	Viéses no <i>photo-z</i>	103
4.9	Conclusões do capítulo	104
5	Conclusões finais	107
A	Determinação dos requisitos da amostra	109
A.1	Derivação de uma fórmula guia	109
A.2	Estimando a contaminação da amostra	110
A.3	Resultados obtidos para os requisitos	111

B	Bordas do mapeamento do J-PAS	113
B.1	Introdução	113
B.2	Quadrado como forma ótima	114
B.3	Eficiência de cobertura em filtros	115
B.4	Girando o plano focal	117
C	Modelo simplificado de fotometria	123
D	SNIs no J-PAS com duas bandejas	125
D.1	Descrição da estratégia	125
D.2	Resultados para a 1ª fase (filtros vermelhos)	126
D.3	Resultados para a 2ª fase (filtros azuis)	128
D.4	Resultado final	132
	Referências Bibliográficas	135
	Anexos	145
E.1	Tabela de SNIs do SDSS em aglomerados de galáxias	145

Capítulo 1

Introdução

1.1 O desenvolvimento da cosmologia moderna

A cosmologia moderna teve seu nascimento em torno da década de 1920 quando surgiram vários de seus elementos chave. A teoria da Relatividade Geral de Albert Einstein, sucessora da teoria da gravitação de Isaac Newton, foi formulada não mais que cinco anos antes (Kox et al., 1997). A métrica de Friedman-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) que descreve a dinâmica da matéria distribuída homogeneamente no espaço foi deduzida por volta de 1923 (Heller, 1985). Foi também durante essa década que se reconheceu que a Via Láctea não continha todo o Universo e era apenas uma galáxia dentre outras (Curtis, 1921). Por fim, a ideia de um universo em expansão [no qual as distâncias entre galáxias são proporcionais a uma função do tempo $a(t)$ chamada de *fator de escala*] foi proposta por Lemaître (1927) e recebeu respaldo observacional dos trabalhos de Hubble (1929). Daí em diante, o paradigma da cosmologia se consolidou em torno da ideia de que vivemos num imenso universo em expansão e homogêneo em grandes escalas e cuja dinâmica é governada pela gravidade na forma descrita pela Relatividade Geral (Peebles, 1993). Dentre as várias observações que reforçaram esse paradigma nas décadas seguintes vale a pena mencionar a detecção da chamada *radiação cósmica de fundo* (Penzias and Wilson, 1965) e a determinação de seu espectro de corpo negro (Mather et al., 1990).

Junto a esse processo de consolidação também apareceram aspectos inusitados. Por volta de 1933 surgiram evidências de que a matéria comum, capaz de ser detectada através da emissão ou absorção de luz, não era suficiente para dar conta dos efeitos gravitacionais observados (Zwicky, 2009) e criou-se a hipótese da existência de uma matéria exótica invisível e sem interação forte (Mack et al., 2007) ou eletromagnética cuja abundância é dez vezes superior à abundância da matéria formada por hádrons e léptons (imprecisamente chamada de *matéria bariônica*, Dodelson, 2003). Desde então, diversas observações que possibilitam a inferência da massa de objetos astrofísicos reforçaram esse cenário: as curvas de rotação de galáxias, a distribuição de velocidades de galáxias em aglomerados de galáxias, a distorção de imagens de fundo por lentes gravitacionais, a emissão de raios-X por nuvens de gás ionizado, entre outros [veja Bertone et al. (2005) e suas referências]. A existência dessa matéria exótica – batizada de *matéria escura* – também encontrou respaldo em outras observações como a abundância de elementos químicos leves (principalmente hidrogênio e hélio), as anisotropias da radiação cósmica de fundo e o número de grandes estruturas colapsadas (grupos e aglomerados de galáxias).

Outro aspecto ainda mais inusitado para a cosmologia surgiu em 1998 com a detec-

ção, a partir de medidas do fluxo da radiação emitida por supernovas, da aceleração da expansão do universo (Riess et al., 1998; Perlmutter et al., 1999), um fenômeno contrário ao que se espera de um sistema sob a ação exclusiva da força gravitacional. Duas possíveis explicações para essa aceleração seriam a existência de uma componente energética capaz de gerar uma repulsão gravitacional, apelidada de *energia escura*, ou uma diferença entre o comportamento real da força gravitacional e aquele descrito pela Relatividade Geral. Outras observações – tais como a taxa de formação de aglomerados de galáxias, a distribuição angular de galáxias no céu e as anisotropias da radiação cósmica de fundo – também requerem uma gravidade modificada ou uma energia escura (Blake et al., 2011a,b; Hinshaw et al., 2013). Atualmente, a explicação mais simples para essas observações é a modificação das equações de Einstein através da introdução de uma *constante cosmológica* que, além de auxiliar na explicação das observações mencionadas acima, também aumenta a estimativa de idade do Universo e a torna compatível com as idades de diversos objetos astrofísicos. Junto com a matéria escura e os demais elementos do paradigma cosmológico, a constante cosmológica é um dos principais ingredientes do modelo padrão da cosmologia, apelidado de Λ CDM.

Uma grande questão na cosmologia é compreender a natureza da matéria e da energia escuras a partir de seus efeitos observáveis. Além de alterar gravitacionalmente a formação de estruturas e o número, o tamanho e a distribuição dos objetos formados, essas componentes escuras modificam as propriedades da radiação eletromagnética – fluxo, direção de propagação, energia e polarização – proveniente de objetos astrofísicos. Essas propriedades podem ser medidas com telescópios terrestres e espaciais operados em variados intervalos de comprimento de onda, sendo o intervalo da luz visível (de ~ 4000 Å a ~ 8000 Å) bastante popular devido à familiaridade que temos com ele e ao fato da atmosfera terrestre ser transparente nesse regime.

1.2 Características gerais das supernovas

Supernovas (SNs) são explosões estelares bastante raras – aproximadamente uma ocorrência por galáxia, por século – mas extremamente intensas, capazes de atingir a mesma luminosidade que uma galáxia inteira (Carroll and Ostlie, 1996). Este fenômeno é observado no céu como uma fonte de radiação pontual que surge, atinge um pico de luminosidade e vai enfraquecendo, até sumir. Essa série temporal de luminosidade – que dura cerca de alguns meses – é chamada *curva de luz*.

As supernovas foram inicialmente classificadas por volta do ano de 1940 de acordo com a presença ou não de certas linhas de absorção em seu espectro. As que não apresentavam nenhuma linha de hidrogênio em seu espectro foram chamadas de *tipo I*, enquanto que as que apresentavam tais linhas foram chamadas de *tipo II* (Stevenson, 2014). Características espectrais foram utilizadas ainda para separar as SNs de tipo I em três subclasses: Ia, quando presente uma forte absorção em torno de 6150 Å decorrente de SiII sendo ejetado a 9700km/s ; Ib, que não apresentam a absorção do SiII mas apresentam absorções de HeI em 5876 Å; e Ic, que não apresentam nenhuma das linhas citadas. Os espectros do final das curvas de luz das SNs também são diferentes. Em SNs com aproximadamente quatro meses de idade, as de tipo Ia apresentam linhas de emissão de Fe, enquanto que as de tipo Ib e Ic apresentam linhas de emissão de O e Ca. Além disso, as regiões do ultravioleta no começo da curva de luz de todas as SNs de tipo I sofrem

de um déficit frente à curva de corpo negro definida pelo espectro na região do visível (Filippenko, 1997).

O formato das curvas de luz das supernovas de tipo II foi utilizado para separá-las em subgrupos também. As de tipo IIL (linear) possuem uma curva de luz que, após atingir o pico, decai continuamente com o tempo, enquanto que as de tipo IIP (platô) mantêm uma luminosidade próxima da máxima por mais tempo. Por outro lado, as SN de tipo I em geral apresentam curvas de luz bastante similares (Filippenko, 1997; Stevenson, 2014).

O mecanismo físico responsável pelas supernovas não é bem conhecido. Atualmente a comunidade científica trabalha com dois modelos, cada um para um intervalo diferente de massa da estrela progenitora. Em estrelas muito massivas, com mais de oito massas solares, as altas temperaturas e pressões em seu núcleo são capazes de realizar a fusão de elementos químicos progressivamente mais pesados, chegando ao limite em que a fusão deixa de ser exotérmica ao produzir elementos de número de massa 56 como o ^{56}Ni , o ^{56}Co e o ^{56}Fe . Sem a geração de energia a partir da fusão, o núcleo da estrela rapidamente colapsa, formando uma estrela de nêutrons ou um buraco negro e liberando parte da energia potencial gravitacional. Nesse processo, as camadas externas da estrela explodiriam, dando origem a uma onda de choque e ao brilho observado (Mazure and Basa, 2007). Acredita-se que essa seja a origem das supernovas de tipo II, Ib e Ic, chamadas, portanto, de SN de colapso de núcleo, ou *core-collapse SN* (CC-SN).

Estrelas com menos massa não conseguem gerar em seu núcleo temperaturas altas o suficiente para manter as reações de fusão até a produção de níquel ou ferro. Sem a pressão interna para suportar a gravidade, a estrela colapsa até o limite permitido pelo princípio de exclusão de Pauli, ejeta suas camadas mais exteriores e forma uma chamada anã branca, uma estrela pequena, densa e de fraco brilho.

Se existir uma estrela nas proximidades da anã branca, esta última pode começar a roubar matéria da companheira até o ponto em que, com o aumento da massa, a pressão dentro da anã branca se torna grande o suficiente para iniciar a fusão de parte considerável do material da estrela. Essa abrupta ignição das reações nucleares levaria então à sua explosão. Esta seria a origem das supernovas de tipo Ia (Mazure and Basa, 2007). De acordo com o tipo de companheira, esse sistema progenitor pode ser chamado de *simplesmente degenerado* (*single-degenerate*) quando uma estrela é suportada pela pressão de degenerescência eletrônica (a anã branca) e sua companheira é suportada por reações nucleares, ou de *duplamente degenerado* (*double-degenerate*) quando ambas as estrelas do sistema são anãs brancas.

1.3 Supernovas na cosmologia

Supernovas do tipo Ia (SNIas) se tornaram um importante observável cosmológico por servirem de indicadores de distância – sendo usadas para determinar a aceleração do universo (veja Perlmutter et al., 1999; Riess et al., 1998) – principalmente após a confirmação, feita por Phillips (1993), da correlação entre as larguras de suas curvas de luz e suas magnitudes absolutas: SNIas mais luminosas possuem, em média, curvas de luz mais largas (veja a Figura 1.1). Em conjunto com a correlação entre cor e magnitude absoluta (SNIas mais azuis são mais luminosas, um efeito ao menos em parte produzido pela extinção por poeira na sua galáxia hospedeira), a magnitude absoluta da SNIa pode ser determinada dentro de uma precisão de $\sim 0,12$ mag (e.g. Riess et al., 1996), o que rendeu

Figura 1.1: Curvas de luz de supernovas do tipo Ia em baixos *redshifts*. O painel da esquerda mostra que um aumento da luminosidade (eixo vertical) está relacionado a uma dilatação da curva de luz no tempo (eixo horizontal), e o da direita mostra as curvas de luz após serem padronizadas através da aplicação dessa relação. Figura retirada de [Perlmutter et al. \(1997\)](#).

às SNIas o título de *velas padrão* ou, mais corretamente, de *velas padronizáveis*. Alia-das à sua alta luminosidade, SNIas se tornaram um dos melhores indicadores atuais para grandes distâncias. A Figura 1.2 mostra um diagrama de Hubble (relação entre *redshifts* e distâncias ou magnitudes aparentes) para uma combinação de dados de supernovas obtidos do *Supernova Legacy Survey* (SNLS, [Guy et al., 2010](#)), do *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, [Holtzman et al., 2008](#)), com o *Hubble Space Telescope* (HST, [Blakeslee et al., 2003](#); [Riess et al., 2004, 2007](#)) e de vários mapeamentos a baixos *redshifts* ([Hamuy et al., 1996](#); [Riess et al., 1999](#); [Jha et al., 2006](#); [Hicken et al., 2009a](#); [Contreras et al., 2010](#), entre outros). Esse tipo de diagrama pode ser utilizado para restringir parâmetros cosmológicos como a constante de Hubble H_0 , os parâmetros de densidade da matéria Ω_m e da energia escura Ω_{de} e a equação de estado da energia escura ω . A Figura 1.3 mostra os intervalos de confiança para alguns parâmetros cosmológicos, obtidos a partir do diagrama da Figura 1.2.

1.4 Motivação deste trabalho

Para aprimorar as medidas de distância com SNIas e a inferência de parâmetros cosmológicos, muito tem sido investido no desenvolvimento e validação da padronização de suas luminosidades, dado que as correlações conhecidas entre este e outros observáveis não são totais e produzem medidas de distância com mais dispersão ($\sim 10\%$, [Conley et al., 2011](#)) do que seria esperado pelos erros das observações. Essa dispersão extra é chamada de *dispersão intrínseca*. Além disso, um melhor entendimento das SNIas deve reduzir potenciais desvios sistemáticos nas distâncias inferidas que podem ser causados pela sua evolução com a idade do Universo, por dependências com o ambiente e pela variabilidade do espectro das SNIas nas regiões do ultravioleta, observáveis apenas em altos *redshifts*.

Em relação à influência do ambiente sobre as características das SNIas, muitos autores têm recentemente afirmado que galáxias diferentes hospedam populações de SNIas ligeiramente diferentes, e que a contabilização de tais preferências pode aumentar ainda mais a precisão nas medições de distância ([Hamuy et al., 1995](#); [Riess et al., 1999](#); [Hamuy et al., 2000](#); [Sullivan et al., 2006](#); [Gallagher et al., 2008](#); [Sullivan et al., 2010](#); [Lampeitl](#)

Figura 1.2: Relação entre *redshifts* e magnitudes aparentes (após padronização feita através das relações com a cor e com a largura da curva de luz) de SNIas de vários mapeamentos. A curva em preto do painel superior mostra o melhor ajuste de um modelo cosmológico espacialmente plano com uma equação de estado da energia escura $\omega = P_{de}/\rho_{de}$ constante. O painel inferior apresenta os resíduos entre os dados e o melhor ajuste. Figura retirada de [Conley et al. \(2011\)](#).

Figura 1.3: *Painel esquerdo:* Intervalos de confiança (área em tons de azul) para os parâmetros de densidade da matéria Ω_m e da energia escura assumindo uma equação de estado $\omega = -1$ (equivalente a uma constante cosmológica) Ω_Λ , após marginalização sobre os demais parâmetros. A linha preta representa um universo plano. *Painel direito:* Intervalos de confiança para os parâmetros Ω_m e ω constante, assumindo um universo plano, após marginalização sobre os demais parâmetros. A linha preta representa um valor de ω equivalente ao da constante cosmológica. Ambos os contornos incluem incertezas sistemáticas identificadas. Figuras retiradas de [Conley et al. \(2011\)](#).

et al., 2010; Gupta et al., 2011; D’Andrea et al., 2011). Essa é uma questão importante para a determinação de distâncias em cosmologia uma vez que a população de galáxias muda com o *redshift*.

Um exemplo desses trabalhos é o de Lampeitl et al. (2010), no qual os autores analisaram SNIas do SDSS-II (York et al., 2000; Frieman et al., 2008) a baixos *redshifts* ($z < 0,21$) e usaram as taxas específicas de formação estelar das galáxias hospedeiras, derivadas da fotometria em banda larga, para selecionar diferentes populações de SNIas. Eles mostraram que galáxias passivas tendem a hospedar SNIas que são diferentes em diversos aspectos daquelas hospedadas em galáxias ativas:

- i. suas curvas de luz são, em média, mais estreitas (i.e., SNIas em galáxias passivas em geral são mais breves que SNIas em galáxias ativas);
- ii. sua correlação entre cor e luminosidade é menor;
- iii. para a mesma cor e mesma largura da curva de luz (sendo a correção por cor específica para cada ambiente), SNIas em galáxias passivas são, em média, mais luminosas ($\sim 0,1$ mag) do que SNIas em galáxias ativas;
- iv. feitas as correções com base na cor e na largura da curva de luz, suas medidas de distância são mais precisas (apresentam uma dispersão intrínseca menor).

Por outro lado, Lampeitl et al. (2010) concluíram que as correlações entre largura da curva de luz e luminosidade das SNIas são iguais nos dois ambientes.

Sullivan et al. (2006, 2010) analisaram SNIas do SNLS (Astier et al., 2006) em *redshifts* mais elevados, separando-as de acordo com a massa da galáxia hospedeira derivada da fotometria e demonstraram que SNIas em hospedeiras massivas tendem a ter propriedades semelhantes às encontradas por Lampeitl et al. (2010) para SNIas em galáxias passivas. Hicken et al. (2009b) utilizaram a morfologia das hospedeiras num estudo similar e encontraram evidências de que galáxias E/S0 tendem a hospedar SNIas mais luminosas (após correções) do que galáxias Scd/Sd/Irr. D’Andrea et al. (2011) analisaram espectros de galáxias hospedeiras a baixos *redshifts* ($z < 0,15$) e descobriram que SNIas em galáxias de alta metalicidade são, após correções, $\sim 0,1$ mag mais brilhantes que SNIas em galáxias de baixa metalicidade. Dado que as várias propriedades galácticas utilizadas nesses estudos são correlacionadas entre si, os resultados são qualitativamente consistentes e parecem robustos em relação a mudanças nos critérios de seleção de sub-grupos de SNIas.

Em contraste, a determinação da existência de diferenças nas distribuições de cor das SNIas tem sido mais elusiva. Enquanto Lampeitl et al. (2010) não identificaram nenhuma diferença entre as cores de SNIas em galáxias ativas e passivas, Sullivan et al. (2010) encontraram pequenas evidências de que galáxias passivas tendem a hospedar SNIas mais azuis que galáxias ativas, enquanto que Gupta et al. (2011) reportaram que galáxias mais velhas talvez hospedem SNIas mais vermelhas, um resultado aparentemente oposto. Smith et al. (2012) analisaram essa questão e mostraram que o resultado pode depender de uma classificação mais precisa das propriedades da galáxia hospedeira.

A dependência das propriedades das SNIas no ambiente também é importante para o estudo das taxas de SNIas – tanto em diferentes tipos de galáxias hospedeiras quanto para dentro ou fora de aglomerados de galáxias – já que diferentes propriedades podem levar

a diferentes efeitos de seleção. Supernovas são uma importante fonte de metais para galáxias e aglomerados, e suas taxas e propriedades são cruciais para restringir os possíveis processos de enriquecimento de seu meio (e.g. [Domainko et al., 2004](#)). Além disso, o estudo da taxa de SNIas e da distribuição de seu tempo de incubação (*delay time distribution*, DTD: a taxa de SNIas em função do intervalo após o pico de formação estelar do meio) tem apontado para a existência de duas populações de SNIas diferentes, chamadas de *delayed* (atrasadas) e *prompt* (imediatas). Artigos sobre propriedades de SNIas também têm correlacionado a DTD com a largura média das curvas de luz ([Mannucci et al., 2006](#); [Sullivan et al., 2006](#); [Smith et al., 2012](#)). Uma melhor compreensão de tais relações exigirá uma boa avaliação das variações observadas nas propriedades de SNIas.

A identificação e caracterização de diferentes tipos de SNIa e de suas relações com o ambiente, além de permitirem uma maior precisão na determinação de distâncias cosmológicas e auxiliar no entendimento de seu mecanismo físico e de sua contribuição para o enriquecimento extragaláctico, podem ser um importante instrumento para quebrar a degenerescência entre a cosmologia e a evolução das SNIas. Tal degenerescência surge pois os efeitos de ambos são funções do mesmo observável (o *redshift*), e sua quebra pode ser feita pois apenas a evolução pode depender do ambiente. Além do efeito da evolução das supernovas em conjunto com a evolução da população de galáxias, a seleção intencional de diferentes amostras de SNIas em diferentes *redshifts* também pode introduzir vieses na cosmologia. Um exemplo desse tipo de seleção é a feita pelo mapeamento descrito em [Dawson et al. \(2009\)](#) que, por questões de eficiência, busca por SNIas em altos *redshifts* especificamente em aglomerados de galáxias.

Dentro desse cenário, analisamos como dados atuais e novos métodos observacionais podem ajudar a determinar as propriedades das supernovas e suas dependências ambientais. Quanto aos dados atuais, focamos na comparação de supernovas dentro e fora de aglomerados ricos de galáxias ([Xavier et al., 2013](#)), utilizando para tanto dados do Sloan Digital Sky Survey (SDSS)¹. Ademais de serem alvos de mapeamentos dedicados de SNIas e de servirem para o estudo de sua DTD, ambientes de aglomerados de galáxias podem apresentar um tipo de supernova bastante interessante: a supernova órfã, desprovida de galáxia hospedeira, chamada de intergaláctica ou intra-aglomerado. Ela seria produto de estrelas intergalácticas, provavelmente arrancadas de galáxias por forças de maré, cuja existência foi proposta pela primeira vez por [Zwicky \(1951\)](#) para explicar uma emissão estelar difusa no aglomerado de Coma. A existência de tais estrelas e de tais supernovas obteve confirmação direta em 1998 e 2003, respectivamente ([Ferguson et al., 1998](#); [Gal-Yam et al., 2003](#)). [Gal-Yam et al.](#) ainda estimaram que $20^{+20}_{-12}\%$ das supernovas observadas em aglomerados são órfãs. Por estarem e terem evoluído em ambientes bastante diferentes, é de se esperar que tais supernovas apresentem propriedades diferentes.

Em relação a novos métodos observacionais, estimamos o tipo, qualidade e características dos dados de supernovas que podem ser obtidos num mapeamento em filtros estreitos como o *Javalambre PAU (Physics of the Accelerating Universe) Astrophysical Survey*² (J-PAS, Benitez et al., em preparação), utilizando simulações feitas com o pacote de programas SNANA ([Kessler et al., 2009b](#)). Os resultados obtidos foram publicados em [Xavier et al. \(2014\)](#). Além de ter grande potencial para determinar relações entre SNIas e

¹<http://www.sdss.org/>

²<http://j-pas.org/>

seus ambientes, mapeamentos em filtros estreitos podem ser muito úteis na diferenciação entre modelos de dispersão intrínseca ([Kessler et al., 2013](#)) e na melhor padronização das luminosidades das SNIas, por exemplo a partir de larguras de linhas ([Chotard et al., 2011](#)) e de razões entre fluxos espectrais ([Bailey et al., 2009](#); [Nordin et al., 2011](#)).

Capítulo 2

Fundamentos e medidas de distância

Neste capítulo nós introduzimos de maneira breve alguns conceitos e relações que serão necessários para o restante do trabalho. A seção 2.1 descreve como se transformam algumas propriedades da radiação quando esta se propaga num universo em expansão. Esse conteúdo será utilizado, junto com os conceitos fotométricos apresentados na seção 2.2, para explicar como se realizam medidas de distância a partir de fontes de luminosidade conhecida (seção 2.3). As últimas seções expõem detalhes mais técnicos: o modelo de curva de luz adotado neste trabalho (seção 2.4) e os métodos de tipificação fotométrica e de ajuste de modelos aos dados (seção 2.5).

2.1 Emissões de fótons em um universo em expansão

Nesta seção apresentamos conceitos e relações que constituem as bases para a inferência de distâncias cosmológicas a partir de medidas de fluxos e para a sua utilização na determinação de parâmetros cosmológicos. Nas derivações seguintes vamos nos ater à teoria da Relatividade Geral de Einstein, cujas equações dinâmicas são (Weinberg, 1972):

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R - g_{\mu\nu}\Lambda = -\frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (2.1)$$

onde $R_{\mu\nu}$ é o tensor de curvatura de Ricci, R é o escalar de curvatura, Λ é a constante cosmológica, $T_{\mu\nu}$ é o tensor de energia–momento, G é a constante da gravitação universal de Newton, c é a velocidade da luz e $g_{\mu\nu}$ é a métrica do espaço–tempo. Neste trabalho nós também vamos nos restringir a uma métrica espacialmente homogênea e isotrópica – a métrica FLRW:

$$dS^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = -c^2dt^2 + a^2(t)dl^2, \quad (2.2)$$

$$dl^2 = \frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (2.3)$$

onde $a(t)$ é o chamado *fator de escala* do Universo e k é a sua curvatura espacial em $a(t) = 1$. Fazendo a transformação de variável $r = \sin(\sqrt{k}\chi)/\sqrt{k}$, podemos escrever o elemento de distância comóvel dl como:

$$dl^2 = d\chi^2 + \frac{\sin^2(\sqrt{k}\chi)}{k}(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (2.4)$$

Nas seções 2.1.1–2.1.3 nós desenvolvemos subsídios para a seção 2.1.4, que relaciona as propriedades emitidas e observadas da radiação proveniente de algum objeto astrofísico.

2.1.1 Dilatação temporal e *redshift*

Um espaço-tempo em expansão faz com que intervalos de tempo sejam dilatados para um observador distante. Para demonstrar esse efeito, suponha que um sinal luminoso (para o qual $dS^2 = 0$) seja emitido da origem do sistema de coordenadas ($\chi = 0$) no instante t_{em} e seja observado por um observador comóvel em $\chi = \chi_{\text{obs}}$ no instante t_{obs} . Como as coordenadas angulares não variam, temos:

$$\int_0^{\chi_{\text{obs}}} d\chi = \int_{t_{\text{em}}}^{t_{\text{obs}}} \frac{cdt}{a(t)}. \quad (2.5)$$

Após um intervalo de tempo Δt_{em} um novo sinal é emitido, e este é captado em $\chi = \chi_{\text{obs}}$ no instante $t_{\text{obs}} + \Delta t_{\text{obs}}$:

$$\int_0^{\chi_{\text{obs}}} d\chi = \int_{t_{\text{em}} + \Delta t_{\text{em}}}^{t_{\text{obs}} + \Delta t_{\text{obs}}} \frac{cdt}{a(t)}. \quad (2.6)$$

Subtraindo a Eq. 2.5 da Eq. 2.6 e assumindo que os intervalos Δt_{em} e Δt_{obs} são curtos o suficiente para o fator de escala variar pouco, chegamos à relação:

$$\int_{t_{\text{em}}}^{t_{\text{em}} + \Delta t_{\text{em}}} \frac{dt}{a(t)} = \int_{t_{\text{obs}}}^{t_{\text{obs}} + \Delta t_{\text{obs}}} \frac{dt}{a(t)} \Rightarrow \frac{\Delta t_{\text{em}}}{a(t_{\text{em}})} = \frac{\Delta t_{\text{obs}}}{a(t_{\text{obs}})}. \quad (2.7)$$

Isso quer dizer que, em um universo em expansão, onde $a(t_{\text{obs}}) > a(t_{\text{em}})$, todos os intervalos de tempo entre sinais luminosos são dilatados, inclusive o intervalo entre dois picos (isto é, o período $T = 1/\nu$) de uma onda eletromagnética. Através da relação $\lambda = c/\nu$, vemos que o comprimento de onda da luz λ também sofre uma dilatação:

$$\lambda_{\text{obs}} = \frac{a(t_{\text{obs}})}{a(t_{\text{em}})} \lambda_{\text{em}}. \quad (2.8)$$

Dada a definição de *redshift*, $z \equiv (\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{em}})/\lambda_{\text{em}}$, temos $1 + z = a(t_{\text{obs}})/a(t_{\text{em}})$ e duas relações muito recorrentes e importantes em aplicações de supernovas à cosmologia:

$$\lambda_{\text{obs}} = (1 + z)\lambda_{\text{em}} \text{ e } \Delta t_{\text{obs}} = (1 + z)\Delta t_{\text{em}}. \quad (2.9)$$

2.1.2 Relação entre χ e z

A relação entre o *redshift* z da luz emitida por um objeto comóvel e o fator de escala do Universo na época da emissão é monotônica, assim como a relação – para um universo em expansão – entre o fator de escala e o tempo t . Por esse motivo, é possível adotar um parâmetro $z'(t) = a(t_{\text{obs}})/a(t) - 1$ ou $z'(a) = a_{\text{obs}}/a - 1$ como o parâmetro de evolução do universo de maneira que $z'(a_{\text{obs}}) = 0$ e $z'(a_{\text{em}}) = z$ é o *redshift* de um sinal luminoso emitido em t_{em} e observado em t_{obs} . Além disso, como nossas observações de objetos astronômicos são feitas quase que exclusivamente com fótons (e portanto sobre o cone de luz), existe uma relação biunívoca entre z e a distância na coordenada χ , que pode ser obtida a partir da Eq. 2.5:

$$\chi = \int_{t_{\text{em}}}^{t_{\text{obs}}} \frac{cdt}{a(t)} = \int_{a_{\text{em}}}^{a_{\text{obs}}} \frac{cda}{a^2 H(a)} = - \int_{z'(a_{\text{em}})}^{z'(a_{\text{obs}})} \frac{cdz'}{H(z')} = \int_0^z \frac{cdz'}{H(z')}, \quad (2.10)$$

onde $H(z') \equiv \frac{1}{a} \frac{da}{dt}$ é o parâmetro de Hubble dado por uma das equações de Friedmann, deduzida das Equações de Einstein com a métrica da Eq. 2.2 e um tensor de energia-momento $T_{\mu\nu}$ homogêneo e isotrópico:

$$H(z') = H_0 \sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_k(1+z')^2 + \Omega_{\text{de}}(1+z')^{3(1+\omega)}}. \quad (2.11)$$

Na equação acima, H_0 é a constante de Hubble e o parâmetro de densidade $\Omega_x \equiv \rho_x/\rho_{\text{cr}}$ para a componente x é definido a partir da sua densidade de energia ρ_x e da densidade crítica $\rho_{\text{cr}} \equiv \frac{3c^2 H_0^2}{8\pi G}$ atuais, sendo a densidade de curvatura $\rho_k \equiv -\frac{3c^4 k}{8\pi G}$ e $\Omega_k = 1 - \Omega_m - \Omega_{\text{de}}$. O parâmetro de densidade da matéria não-relativística Ω_m inclui bárions e matéria escura, e Ω_{de} é o parâmetro de densidade da energia escura de equação de estado ω dada por $P_{\text{de}} = \omega \rho_{\text{de}}$. No caso de uma constante cosmológica Λ , $\omega = -1$ e $\rho_{\text{de}} = \rho_\Lambda = \frac{\Lambda c^4}{8\pi G}$.

2.1.3 Diluição espacial de uma emissão de fótons

Imaginemos que um pulso único de fótons é emitido em t_{em} de forma isotrópica a partir da origem do sistema de coordenadas. Após um certo instante de tempo $t_{\text{obs}} - t_{\text{em}}$, como os fótons estarão espacialmente distribuídos? Dado que tanto a emissão quanto as propriedades geométricas do espaço são isotrópicas, todos os fótons devem ter viajado a mesma distância na coordenada χ e portanto estarão homogeneamente distribuídos sobre uma casca esférica. Da Eq. 2.4 vemos que, para um determinado fator de escala $a = a_{\text{obs}} \equiv 1$, a única diferença entre a parte espacial da métrica de FLRW e a de um espaço euclidiano é o fator que multiplica os elementos $d\theta$ e $d\phi$ [num espaço euclidiano teríamos $dl^2 = dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)$]. Logo, a área da casca esférica de raio χ é dada por:

$$A_c = 4\pi \left[\frac{\text{sen}(\sqrt{k}\chi)}{\sqrt{k}} \right]^2, \quad (2.12)$$

onde χ é dado pela Eq. 2.10.

2.1.4 Evolução do espectro

De posse das deduções das seções 2.1.1–2.1.3, podemos finalmente relacionar o espectro observado de um astro com o espectro emitido. A definição precisa de *espectro* (ou distribuição espectral de energia, SED) é ambígua na literatura, e pode significar potência (energia por unidade de tempo) ou intensidade (potência por unidade de área) de uma emissão luminosa por unidade de comprimento de onda ou por unidade de frequência. Neste trabalho, vamos nos ater à definição de espectro como a intensidade por unidade de comprimento de onda, normalmente dado nas unidades $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$.

Consideremos que uma fonte de radiação isotrópica (mas variável no tempo) localizada na origem do sistema de coordenadas emite dN_γ fótons no intervalo de comprimento de onda $[\lambda_{\text{em}}, \lambda_{\text{em}} + d\lambda_{\text{em}}]$ e durante um intervalo de tempo dt_{em} centrado num instante

$t_{\text{em}} = t_{\text{em}}^0 + \Delta t_{\text{em}}$ (onde t_{em}^0 é o instante de um certo evento característico). A uma distância física de 10 pc, podemos definir uma densidade de fótons por unidade de tempo, de comprimento de onda e de área, $n_{\text{em}}(\lambda_{\text{em}}, \Delta t_{\text{em}})$, tal que:

$$dN_{\gamma} = n_{\text{em}}(\lambda_{\text{em}}, \Delta t_{\text{em}}) dt_{\text{em}} d\lambda_{\text{em}} [4\pi(10\text{pc})^2]. \quad (2.13)$$

Devido aos efeitos da expansão do Universo descritos na seção 2.1.1, os fótons emitidos serão deslocados para intervalos de tempo e de comprimento de onda diferentes. Se nenhum fóton for criado ou destruído ao longo de seu trajeto, o mesmo número de fótons dN_{γ} pode ser observado sobre a casca esférica de raio χ , dentro dos intervalos dt_{obs} e $d\lambda_{\text{obs}}$ apropriados:

$$dN_{\gamma} = n_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}}, \Delta t_{\text{obs}}) dt_{\text{obs}} d\lambda_{\text{obs}} A_c, \quad (2.14)$$

onde n_{obs} é a densidade observada de fótons e A_c é dada pela Eq. 2.12.

Para intervalos de comprimento de onda $d\lambda$ suficientemente pequenos de forma que todos os fótons tenham, aproximadamente, a mesma energia $\varepsilon = hc/\lambda$, podemos definir o espectro como $f(\lambda, \Delta t) = \frac{hc}{\lambda} n(\lambda, \Delta t)$. Igualando as Eqs. 2.13 e 2.14 temos:

$$\frac{\lambda_{\text{em}}}{hc} f_{\text{em}}(\lambda_{\text{em}}, \Delta t_{\text{em}}) dt_{\text{em}} d\lambda_{\text{em}} [4\pi(10\text{pc})^2] = \frac{\lambda_{\text{obs}}}{hc} f_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}}, \Delta t_{\text{obs}}) dt_{\text{obs}} d\lambda_{\text{obs}} A_c. \quad (2.15)$$

Relacionando as grandezas observadas com as emitidas (Eq. 2.9), obtemos:

$$f_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}}, \Delta t_{\text{obs}}) = \frac{1}{(1+z)^3} f_{\text{em}}\left(\frac{\lambda_{\text{obs}}}{1+z}, \frac{\Delta t_{\text{obs}}}{1+z}\right) \left\{ \frac{\text{sen}[\sqrt{k}\chi(z)]}{\sqrt{k}} \frac{1}{10\text{pc}} \right\}^{-2}. \quad (2.16)$$

A distância de luminosidade d_L é definida como:

$$d_L(z) \equiv (1+z) \frac{c}{H_0} \frac{\text{sen}\left[\frac{H_0}{c} \sqrt{-\Omega_k} \chi(z)\right]}{\sqrt{-\Omega_k}} = (1+z) \frac{\text{sen}[\sqrt{k}\chi(z)]}{\sqrt{k}}, \quad (2.17)$$

de modo que a Eq. 2.16 pode ser escrita da seguinte forma:

$$f_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}}, \Delta t_{\text{obs}}) = \frac{1}{(1+z)} f_{\text{em}}\left(\frac{\lambda_{\text{obs}}}{1+z}, \frac{\Delta t_{\text{obs}}}{1+z}\right) \left[\frac{10\text{pc}}{d_L(z)} \right]^2. \quad (2.18)$$

A equação acima nos permite relacionar o espectro de um determinado astro situado a qualquer distância e em qualquer *redshift* com seu espectro em uma situação padrão (em seu referencial de repouso e a uma distância de 10 pc), e portanto é uma peça essencial para qualquer medida fotométrica. Uma vez que o espectro de supernovas evolui no tempo e, portanto, depende de duas variáveis, também podemos chamar $f(\lambda, \Delta t)$ de *superfície espectral*.

2.2 Fotometria e magnitudes

Um dos métodos observacionais mais comuns atualmente – e o que utilizamos em nossos trabalhos – é a fotometria feita com matrizes de detectores denominados de *Charge-Coupled Devices* (CCDs). Esses detectores funcionam através de um efeito físico similar

ao efeito fotoelétrico e, portanto, registram o número de fótons que atingem o detector (através da contagem do número de elétrons acumulados em sua superfície) ao invés da energia por eles depositada (como ocorre em calorímetros, por exemplo). Basicamente, uma medida fotométrica feita com esse tipo de detector retorna o número C de fótons coletados pelo espelho primário do telescópio (de área efetiva A) e capturados pelo detector, após um tempo de integração $\Delta\tau$:

$$C = A\Delta\tau \int_0^\infty T(\lambda) f_{\text{obs}}(\lambda, \Delta t_{\text{obs}}) \frac{\lambda}{hc} d\lambda, \quad (2.19)$$

onde $T(\lambda)$ é a transmissão total do sistema de observação (fração de fótons que são efetivamente detectados, levando em conta a transmissão atmosférica, a eficiência do detector e do telescópio, e a transmissão do filtro utilizado).

Ao observar uma fonte pontual (como é o caso das SNs), sua emissão de fótons é espalhada no plano focal de acordo com uma distribuição chamada *Point Spread Function* (PSF) – devido a imperfeições nos instrumentos óticos e a variações na atmosfera, a imagem fica borrada. Essa distribuição normalmente é medida e então modelada pela chamada “dupla-gaussiana”, formada pela superposição de duas distribuições gaussianas.¹ A maior contribuição para a PSF é o chamado *seeing* – dispersão do feixe incidente causada pela atmosfera –, em geral parametrizado pela largura a meia altura (FWHM) do disco de *seeing* (um diâmetro, enquanto que σ_{PSF} é o raio da distribuição).

Em astronomia, é comum utilizar uma escala logarítmica de fluxo relativa a uma fonte conhecida (uma estrela padrão), chamada de *magnitude*. A magnitude m de um astro se relaciona com sua contagem de fótons C da seguinte forma:

$$m = -2,5 \log_{10} C + ZP, \quad (2.20)$$

onde ZP é chamado de *ponto zero* (*zero point*) e é determinado observacionalmente através da contagem de fótons C_{ref} de uma estrela padrão, feita com o mesmo instrumento e quase no mesmo instante que C , e de sua magnitude tabelada m_{ref} (que em geral é definida como zero ou algo próximo de zero):

$$ZP = m_{\text{ref}} + 2,5 \log_{10} C_{\text{ref}}. \quad (2.21)$$

Da junção das Eqs. 2.20 e 2.21 temos $m - m_{\text{ref}} = -2,5 \log_{10}(C/C_{\text{ref}})$. Um sistema de magnitudes bastante utilizado em simulações (e para o qual magnitudes observadas reais podem ser convertidas) é o sistema de magnitudes absoluto (AB), no qual o espectro de referência é um espectro hipotético $f_{\text{ref}}(\lambda) = 0,10893(\lambda/\text{\AA})^{-2} \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ de magnitude $m_{\text{ref}} = 0$ para qualquer filtro.

Note que a discussão apresentada nesta seção é simplificada e abrange apenas as características do processo de medida e do cálculo de magnitudes que são relevantes para este trabalho. Detalhes acerca da redução e calibração de imagens podem ser encontrados em [Henden and Kaitchuck \(1990\)](#) e [Warner \(2006\)](#).

¹Por simplicidade, a PSF assumida nas simulações descritas no capítulo 4 foi modelada por uma gaussiana simples de desvio padrão σ_{PSF} .

2.3 Determinação de distâncias a partir de magnitudes

Se desejarmos determinar, a partir de fotometria, a cosmologia contida na relação entre distância e *redshift*, devemos buscar alguma combinação de observações que nos permita isolar o efeito de d_L sobre o espectro. A Eq. 2.18 mostra que se não houvesse a expansão do Universo (e, conseqüentemente, o *redshift*) poderíamos simplesmente observar f_{obs} em algum filtro $T(\lambda_{\text{obs}})$ e comparar o resultado obtido com o esperado para uma medida a 10 pc de distância da mesma região do espectro (o que corresponderia a observar f_{em} no mesmo filtro). A existência do *redshift* faz com que a comparação da mesma região do espectro tenha que ser feita utilizando filtros diferentes.

Utilizando as Eqs. 2.18 e 2.19, um filtro hipotético $T^*(\lambda_{\text{obs}}) \equiv \frac{1}{1+z}T(\frac{\lambda_{\text{obs}}}{1+z})$ e observando uma única época característica, na qual $\Delta t_{\text{obs}} = 0$, temos:

$$\begin{aligned} A\Delta\tau \int T^*(\lambda_{\text{obs}})f_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}},0)\frac{\lambda_{\text{obs}}}{hc}d\lambda_{\text{obs}} = \\ A\Delta\tau \int \frac{1}{(1+z)^2}T(\frac{\lambda_{\text{obs}}}{1+z})f_{\text{em}}(\frac{\lambda_{\text{obs}}}{1+z},0)\frac{\lambda_{\text{obs}}}{hc}d\lambda_{\text{obs}}\left(\frac{10\text{pc}}{d_L}\right)^2 = \\ A\Delta\tau \int T(\lambda_{\text{em}})f_{\text{em}}(\lambda_{\text{em}},0)\frac{\lambda_{\text{em}}}{hc}d\lambda_{\text{em}}\left(\frac{10\text{pc}}{d_L}\right)^2. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Vemos que, a menos da normalização $\frac{1}{1+z}$, $T^*(\lambda)$ é equivalente a um filtro $T(\lambda)$ deslocado para o referencial de repouso de f_{em} . O termo na primeira linha corresponde à contagem de fótons $C_{T,z}^*$ obtida de um astro em z observado através de $T^*(\lambda)$, e o termo da última linha corresponde ao produto de $(10\text{pc}/d_L)^2$ pela contagem de fótons $C_{T,\text{abs}}$ obtida de um astro similar, localizado na distância padrão de 10pc (e em $z = 0$), observado através de $T(\lambda)$. A Eq. 2.22 pode então ser reescrita da forma:

$$-2,5\log_{10}\left(\frac{C_{T,z}^*}{C_{T,\text{ref}}}\right) = -2,5\log_{10}\left(\frac{C_{T,\text{abs}}}{C_{T,\text{ref}}}\right) + 5\log_{10}\left(\frac{d_L}{10\text{pc}}\right). \quad (2.23)$$

Ela relaciona as observações com o *módulo de distância* $\mu \equiv 5\log_{10}(d_L/10\text{pc})$, o que nos permite calcular seu valor experimental μ_{exp} :

$$\mu_{\text{exp}} = m_T^* - M_T^0, \quad (2.24)$$

onde $m_T^* \equiv -2,5\log_{10}(C_{T,z}^*/C_{T,\text{ref}})$ é a magnitude aparente no filtro T do referencial de repouso do astro e $M_T^0 \equiv -2,5\log_{10}(C_{T,\text{abs}}/C_{T,\text{ref}})$ é sua magnitude absoluta em T .

Na prática não é possível observar um astro num filtro arbitrário $T^*(\lambda)$, e esse detalhe é, muitas vezes, contornado através da chamada *correção K* (Hogg et al., 2002) que retorna a diferença entre as magnitudes medidas em filtros diferentes, calculada a partir de espectros fiduciais da estrela padrão e do astro em questão. Uma alternativa para a determinação de m_T^* (descrita na seção 2.4.2 e utilizada neste trabalho) é o ajuste de um modelo espectral às observações e o cálculo de m_T^* a partir do espectro ajustado.

2.4 O modelo SALT2

Tanto a simulação de fotometria de SNIas quanto o ajuste de seus parâmetros e determinação de distâncias dependem da utilização de um modelo para curvas de luz em determinados filtros ou para a superfície espectral das SNIas. Neste trabalho utilizamos o modelo SALT2 (Guy et al., 2007), bastante conhecido e um dos poucos que descrevem a superfície espectral $f(\lambda, \Delta t)$ das SNIas e não curvas de luz em determinados filtros de banda larga [como é o caso do modelo MLCS2k2 (Jha et al., 2007)]. Essa boa resolução espectral, existente no modelo SALT2, é requisito para simulações de fotometria com filtros estreitos tais como as apresentadas no Capítulo 4.

2.4.1 Descrição do modelo

O modelo SALT2 descreve $f_{\text{em}}(\lambda, \Delta t)$ a partir de três parâmetros: um parâmetro de normalização da superfície espectral x_0 ; um parâmetro de cor c , que corresponde a um excesso de cor nos filtros de Johnson and Morgan (1953) B e V em relação à média das SNIas, na época de máxima luminosidade em B [$c = (m_B - m_V)_{\text{max}} - \langle m_B - m_V \rangle_{\text{max}}$]; e um parâmetro x_1 que introduz variações espectrais e temporais em $f_{\text{em}}(\lambda, \Delta t)$. Nesse modelo, temos:

$$f_{\text{em}}(\lambda, \Delta t) \left[\frac{10 \text{pc}}{d_L(z)} \right]^2 = x_0 [M_0(\lambda, \Delta t) + x_1 M_1(\lambda, \Delta t)] e^{cC(\lambda)}. \quad (2.25)$$

Na equação acima, $M_0(\lambda, \Delta t)$ é uma superfície espectral média (veja a Fig. 2.1), representada por uma SNIa com $x_1 = 0$ e $c = 0$; $M_1(\lambda, \Delta t)$ é um tipo de componente principal que, regulada pelo parâmetro x_1 , adiciona ou subtrai variações sobre a superfície espectral (veja a Fig. 2.2); e $C(\lambda)$ é uma função independente da fase Δt da SNIa e bastante similar a uma curva de extinção por poeira (veja a Fig. 2.3).

As variações nas características espectrais da SNIa introduzidas pelo parâmetro x_1 correspondem, quando observadas através de filtros largos, a uma regulação da largura de sua curva de luz: $x_1 > 0$ representa uma SNIa mais duradoura (curva de luz mais larga) e $x_1 < 0$ representa uma SNIa mais breve do que a média. Em princípio, as variações na cor c representam a combinação de variações intrínsecas das SNIas e de variações causadas pela extinção por poeira da galáxia hospedeira: $c > 0$ corresponde a uma SNIa mais vermelha e $c < 0$ corresponde a uma SNIa mais azul do que a média. A normalização x_0 modela tanto flutuações intrínsecas de luminosidade quanto as causadas pela distância (de forma que o modelo fica independente da cosmologia), e a fase Δt é medida a partir da época de luminosidade máxima na banda B (ou seja, $\Delta t_{\text{max}} = 0$).

2.4.2 Medindo distâncias com o modelo SALT2

Para descrever com o modelo SALT2 a superfície espectral $f_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}}, \Delta t_{\text{obs}})$ de uma SNIa observada, precisamos de mais dois parâmetros (fazendo um total de cinco): o *redshift* z (que transforma o espectro f_{em} em f_{obs}) e a época de máxima luminosidade $t_0 = t_{\text{obs}} - \Delta t_{\text{obs}}$ (que associa observações feitas em datas específicas com a fase Δt_{obs} da SNIa). Esses cinco parâmetros são então utilizados para ajustar o modelo às medidas fotométricas

Figura 2.1: Componente $M_0(\lambda_{\text{em}}, \Delta t_{\text{em}})$ do modelo SALT2, que retorna a superfície espectral de uma SNIa média, com $x_1 = 0$ e $c = 0$, em seu referencial de repouso. O comprimento de onda λ_{em} é dado em angstroms, o intervalo de tempo a partir do máximo Δt_{em} é dado em dias e M_0 é apresentado em unidades arbitrárias.

Figura 2.2: Componente $M_1(\lambda_{\text{em}}, \Delta t_{\text{em}})$ do modelo SALT2, que inclui, de acordo com o parâmetro x_1 , as principais variações na superfície espectral da SNIa além da cor controlada por c . As unidades são as mesmas que na Fig. 2.1.

Figura 2.3: Curva de cor $C(\lambda_{\text{em}})$ (representada em preto) do modelo SALT2 (Eq. 2.25), semelhante a uma curva de extinção por poeira. Sua contribuição é regulada pelo parâmetro de cor c e entra como um fator independente da fase Δt_{em} . As linhas verticais em azul e amarelo representam os comprimentos de onda médios dos filtros B e V , respectivamente. As linhas horizontais tracejadas indicam os valores $C(\lambda_{\text{em}}) = 0$ e $C(\lambda_{\text{em}}) = 1$.

da SNIa tomadas em diversos filtros e datas diferentes.² Uma vez escolhido os parâmetros que melhor se ajustam aos dados – possivelmente através do método de máxima verossimilhança – a determinação do módulo de distância μ_{exp} pode ser feito através do cálculo de uma magnitude sintética num filtro apropriado, conforme descrito na seção 2.3.

O modelo SALT2 é construído para que a magnitude observada na banda B , em $\Delta t = 0$ e no referencial de repouso da SNIa, seja a mesma para todos os valores de x_1 e de c . Para a cor c , essa característica pode ser constatada a partir da Fig. 2.3, que mostra que $C(\lambda_B) = 0$. Isso significa que, quaisquer que sejam os valores de x_1 e c , podemos calcular essa magnitude a partir da Eq. 2.25 fixando x_1 e c em zero.

Para $x_1 = 0$, $c = 0$, $\Delta t = 0$ e utilizando a Eq. 2.18, o espectro observado do modelo SALT2 tem a seguinte forma:

$$f_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}}, 0) = \frac{x_0}{1+z} M_0 \left(\frac{\lambda_{\text{obs}}}{1+z}, 0 \right). \quad (2.26)$$

Introduzindo o espectro acima e $T_B^*(\lambda_{\text{obs}}) = \frac{1}{1+z} T_B(\frac{\lambda_{\text{obs}}}{1+z})$ (a transmissão do filtro B no referencial de repouso da SNIa) na Eq. 2.19, podemos calcular a contagem de fótons $C_{B,z}^*$ e em seguida a magnitude sintética m_B^* :

$$m_B^* = -2,5 \log_{10} \left(\frac{C_{B,z}^*}{C_{B,\text{ref}}^*} \right) = -2,5 \log_{10} x_0 - 2,5 \log_{10} \left[\frac{\int M_0(\lambda, 0) T_B(\lambda) \lambda d\lambda}{\int f_{\text{ref}}(\lambda) T_B(\lambda) \lambda d\lambda} \right]. \quad (2.27)$$

Veja que o último termo da equação acima é uma constante, de forma que a magnitude sintética m_B^* é inteiramente definida pela normalização x_0 .

²Para SNIas observadas em filtros de banda larga é comum e recomendável a fixação de z a partir de medidas espectroscópicas, deixando quatro parâmetros livres para o ajuste da fotometria.

Em posse de m_B^* , poderíamos determinar μ_{exp} a partir da Eq. 2.24. Porém, a dedução da Eq. 2.24 assume que a magnitude absoluta M_B^0 é conhecida, o que não é exatamente verdade: embora pequena se comparado com a de outros astros, as SNIas apresentam variações em M_B^0 . Parte dessas variações foi correlacionada à largura da curva de luz e à cor por Phillips (1993) e Riess et al. (1996), e no modelo SALT2 essas correlações foram parametrizadas da forma $M_B^0 = M_B - \alpha x_1 + \beta c$, onde α e β são constantes positivas e M_B é a magnitude absoluta da supernova média (com $x_1 = c = 0$). O restante das variações em M_B^0 , que não pode ser determinado por x_1 e c , é chamado de dispersão intrínseca σ_{int} e contabilizado como uma fonte de incerteza em μ_{exp} . O módulo de distância experimental é então calculado através da fórmula:

$$\mu_{\text{exp}} = m_B^* - M_B + \alpha x_1 - \beta c. \quad (2.28)$$

Na equação acima, m_B^* , x_1 e c são parâmetros individuais de cada SNIa enquanto que M_B , α e β são parâmetros globais que não são determinados à priori e sim ajustados, junto com os parâmetros cosmológicos, a uma amostra de SNIas. Nessas aplicações, M_B , α e β não são de interesse, são chamados de *nuisance parameters* e sofrem marginalização no processo de ajuste da curva teórica $\mu(z)$. Uma vez que, neste trabalho, estaremos interessados em seus valores, vamos chamá-los de *parâmetros de dispersão*.

Uma maneira rápida de se determinar os parâmetros de dispersão e o valor experimental μ_{exp} é modelar a curva teórica $\mu(z)$ como uma curva fiducial fixa $\mu_{\text{fid}}(z)$ somada a *offsets* em bandas de z . Os valores ajustados de M_B , α e β são aqueles que minimizam a dispersão de μ_{exp} em torno de $\mu(z)$. Durante esse processo a dispersão intrínseca σ_{int} é ajustada concomitantemente de forma que o valor do χ^2 reduzido seja ~ 1 . Esse procedimento é implementado pelo programa SALT2mu (que utilizamos neste trabalho) e foi descrito e testado em Marriner et al. (2011).

2.5 Tipificação e ajuste de modelos

Uma parte importante de um mapeamento de SNs, tenha ele o objetivo de medir distâncias ou não, é a tipificação das SNs observadas, isto é, a sua classificação em supernovas de tipo Ia, Ib, Ic, IIL, etc. A separação mais simples, apenas entre SNIas e CC-SNs, é bastante comum devido à relevância das SNIas para medidas de distância e à natureza comum das CC-SNs. Quando dados espectroscópicos das SNs estão disponíveis, a tipificação pode ser feita quase sem nenhum equívoco. Quando esses dados não estão disponíveis, a tipificação é feita a partir da fotometria das SNs, o que torna essa classificação imperfeita. Neste trabalho, a tipificação fotométrica foi feita com o programa pSNid (Sako et al., 2011), presente no pacote SNANA.

Para classificar uma SN, o pSNid compara suas medidas fotométricas com medidas fiduciais calculadas para cada nó de uma grade de superfícies espectrais diferentes, incluindo variações no tipo de supernova (Ia, Ibc, II), nos sub-tipos (e.g. IIL, IIP, IIn) e nos parâmetros (*redshift*, normalização, cor, etc.). Um χ^2 é calculado para cada nó da grade e utilizado para determinar a probabilidade Bayesiana da SN pertencer a um dos tipos de SN – Ia, Ibc ou II – através da marginalização sobre seus parâmetros e/ou sub-tipos. A evidência Bayesiana para SNIas modeladas pelo SALT2, E_{Ia} , é calculada da seguinte forma:

Parâmetro	Mín.	Máx.	# nós
z	0,01	0,7	160
Δt	-20	80	56
$\Delta\mu$	-2,0	2,0	41
x_1	-5,0	5,0	20
c	-0,4	0,4	6
A_V	-1,0	1,0	4
R_V	2,2	3,2	2

Tabela 2.1: Intervalo e número de nós dos parâmetros utilizados na grade do pSNid para tipificar SNs. O parâmetro $\Delta\mu$ é um parâmetro de normalização da superfície espectral que informa a diferença entre a distância inferida das observações e a esperada a partir do modelo cosmológico fiducial. Os nós de x_0 são determinados como os equivalentes dos nós de $\Delta\mu$.

$$E_{\text{Ia}} = \int p(z) e^{\frac{\chi^2(x_0, x_1, c, t_0, z)}{2}} dx_0 dx_1 dc dt_0 dz, \quad (2.29)$$

onde $p(z)$ é uma probabilidade a priori (*prior*) para z obtido da galáxia hospedeira e a integral é feita sobre todos os valores dos parâmetros presentes na grade. Para SNs de tipos Ibc ou II, que possuem sub-tipos i , a evidência Bayesiana E_{Ibc} ou E_{II} é dada por:

$$E_{\text{Ibc,II}} = \sum_i \int p(z) e^{\frac{\chi_i^2(\mu, A_V, R_V, t_0, z)}{2}} d\mu dA_V dR_V dt_0 dz, \quad (2.30)$$

onde A_V é a extinção na banda V causada pela poeira da galáxia hospedeira e R_V é a razão entre extinção total A_B e seletiva $A_B - A_V$. A probabilidade P_x da SN observada pertencer ao tipo x é dada por:

$$P_x = \frac{E_x}{E_{\text{Ia}} + E_{\text{Ibc}} + E_{\text{II}}}. \quad (2.31)$$

Os intervalos de parâmetros utilizados na construção da grade de superfícies espectrais é apresentada na Tabela 2.1. Os modelos de CC-SN utilizados para tipificar os dados reais do SDSS apresentados no capítulo 3, foram os mesmos de Sako et al. (2011), disponíveis no pacote SNANA. Os utilizados com dados simulados (capítulo 4) são descritos na Tabela 4.1.

O ajuste do modelo SALT2 às SNias foi feito com o pacote SNANA através da minimização do χ^2 com a rotina MINUIT.³ Todos os ajustes foram feitos com quatro parâmetros livres uma vez que o *redshift* z foi fixado pelo *redshift* obtido da galáxia hospedeira. Na seção 4.6.4, em particular, nós fizemos um ajuste com cinco parâmetros livres, permitindo a variação do *redshift* da SN.

³<http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>

Capítulo 3

Dependências das SNIas com o ambiente

3.1 Ponto de partida

Provavelmente por falta de amostras suficientemente grandes, não haviam sido publicados, antes de [Xavier et al. \(2013\)](#), artigos sobre diferenças nas propriedades de SNIas dentro e fora de aglomerados de galáxias. Os trabalhos anteriores que analisaram SNIa dentro de aglomerados foram capazes de acumular de 1 a 27 objetos e concentraram-se na determinação da sua taxa de ocorrência ([Gal-Yam et al., 2002](#); [Graham et al., 2008](#); [Mannucci et al., 2008](#); [Dilday et al., 2010](#)). Fazendo uso de um catálogo de aglomerados maior – oriundo da aplicação do algoritmo *Gaussian Mixture Brightest Cluster Galaxy* (GMBCG) no *Data Release 7* (DR7) do SDSS ([Hao et al., 2010](#)) – e de uma maior amostra de supernovas com *redshift* espectroscópico da galáxia hospedeira [graças ao mapeamento *Baryon Oscillation Spectroscopic Survey* (BOSS)], apresentamos um trabalho pioneiro sobre as propriedades de SNIas em aglomerados de galáxias. Buscamos aqui por possíveis diferenças estatísticas nos parâmetros das SNIas e nas suas correlações com propriedades das hospedeiras (derivadas de medidas fotométricas no ultravioleta, ótico, e infravermelho), comparando SNIas dentro e fora de aglomerados do catálogo de [Hao et al. \(2010\)](#), que chamaremos, daqui em diante, de GMBCG.

3.2 Conjunto de dados

3.2.1 Supernovas

O conjunto de dados de supernovas utilizados neste trabalho foi obtido pelo mapeamento de supernovas do projeto SDSS-II, realizado em uma região do céu chamada de *Stripe 82*, uma faixa equatorial de declinação $-1,26^\circ < \delta < +1,26^\circ$ e ascensão reta $-60^\circ < \alpha < +60^\circ$ ([York et al., 2000](#); [Frieman et al., 2008](#)). A *Stripe 82* foi imageada a cada quatro dias (em média) nos cinco filtros *ugriz* durante os meses de Setembro a Novembro dos anos 2005, 2006 e 2007. O programa de processamento de imagens (*pipeline*) e os critérios de seleção de objetos transientes estão descritos em [Sako et al. \(2008\)](#). A câmera e o sistema fotométrico utilizados são apresentados em [Gunn et al. \(1998\)](#) e [Fukugita et al. \(1996\)](#). Esse conjunto de dados contém 504 SNIas espectroscopicamente confirmadas e 752 SNs classificadas fotometricamente como Ia cuja galáxia hospedeira possui um *redshift* espectroscópico (*spec-z*) ([Sako et al., 2008](#); [Holtzman et al., 2008](#); [Sako et al., 2014](#)), produzindo um total de 1256 SNIas com *spec-z*.

As supernovas foram classificadas fotometricamente utilizando o algoritmo pSNIid (Sako et al., 2011), descrito na seção 2.5. Esperamos uma contaminação de $\sim 4\%$ nas SNIas tipificadas fotometricamente, resultando em uma contaminação de $\sim 2\%$ na amostra total.

Antes de ajustar modelos às curvas de luz das SNIas, os seguintes cortes de qualidade foram exigidos dos dados fotométricos:

- i. um mínimo de cinco épocas de observação diferentes;
- ii. ao menos uma observação feita após o pico de luminosidade;
- iii. ao menos uma observação feita até cinco dias depois do pico de luminosidade, no referencial de repouso da SN;
- iv. ao menos duas observações em filtros diferentes com razão sinal-ruído (SNR) maior que quatro.

Esses cortes reduziram o número de SNIas tipificadas espectroscopicamente e fotometricamente para 451 e 679, respectivamente. Nós também removemos oito SNIas identificadas espectroscopicamente como SNIas peculiares, fazendo um total de 1122 SNIas. Cortes mais restritivos como os aplicados nos trabalhos de determinação dos parâmetros cosmológicos (e.g. Kessler et al., 2009a) não foram utilizados pois pretendíamos maximizar o tamanho das nossas amostras. Apesar disso, alguns cortes extras foram aplicados após o ajuste de modelos às curvas de luz visando minimizar a contaminação e remover objetos atípicos (*outliers*) – veja as seções 3.3.1 e 3.6.1.

A grande maioria (87%) dos *spec-zs* das galáxias hospedeiras utilizados neste trabalho foi obtida pelo projeto BOSS e por seu programa auxiliar de observação de galáxias hospedeiras (Dawson et al., 2013; Bolton et al., 2012), e os demais *spec-zs* foram medidos pelo programa de *follow-up* do mapeamento de SNs do SDSS-II (Frieman et al., 2008). O BOSS é uma parte do projeto SDSS-III (Eisenstein et al., 2011) que tem como objetivo medir o *redshift* de 1,5 milhões de galáxias luminosas até um *redshift* $z \sim 0,7$ e de 100 mil quasares em $z \sim 2$ utilizando um espectrógrafo de 1000 fibras óticas montado no telescópio de 2,5 m da fundação Sloan, localizado no *Apache Point Observatory* (Gunn et al., 2006; Smee et al., 2012). O projeto deve ser finalizado em 2014 e a última publicação dos dados (DR10) apresenta o espectro de 927.844 galáxias (Ahn et al., 2013). O programa auxiliar para SNs já foi completado. Para uma descrição dos critérios de seleção de galáxias hospedeiras como alvos do BOSS, veja Olmstead et al. (2013).

3.2.2 Aglomerados de galáxias

Os aglomerados de galáxias utilizados aqui foram identificados aplicando o algoritmo GMBCG no catálogo de galáxias do SDSS DR7 (Abazajian et al., 2009). O algoritmo GMBCG utiliza apenas informação fotométrica e se fundamenta em uma característica típica de aglomerados ricos de galáxias: a presença de um grande número de galáxias de cores parecidas – chamado de *sequência vermelha* – acompanhado de uma galáxia central muito brilhante chamada de *brightest cluster galaxy* (BCG).

De forma resumida, o algoritmo começa com a identificação de uma galáxia brilhante do catálogo (uma BCG em potencial) para em seguida selecionar todas as galáxias menos brilhantes dentro de um raio projetado de 0,5 Mpc e de um intervalo de *photo-z* de $\pm 0,25$ a partir da candidata a BCG.¹ Ele então modela a distribuição de cor das galáxias selecionadas como a soma de duas distribuições gaussianas. Se a candidata a BCG pertencer à gaussiana mais vermelha e esta última for suficientemente estreita (e, portanto, uma sequência vermelha em potencial), então a candidata é considerada uma BCG e sua posição é identificada como o centro de um aglomerado a menos que a candidata possa ser considerada membro de outro aglomerado mais denso.

Para estimar a riqueza do aglomerado (i.e., o número de galáxias membro), o algoritmo conta o número de galáxias N_{gal} que: (a) são mais brilhantes que $0,4L^*$ e menos brilhantes que a BCG (L^* é a luminosidade característica da função de luminosidade de Schechter); (b) podem ser consideradas membros da sequência vermelha; e (c) se encontram dentro de um raio projetado r_{200} ao redor da BCG dentro do qual a densidade estimada é 200 vezes a densidade crítica. Apenas aglomerados com $N_{\text{gal}} \geq 8$ foram incluídos no catálogo público utilizado neste trabalho; estes sistemas são chamados de aglomerados ricos. Suas massas M_{cl} podem ser estimadas através da fórmula:²

$$M_{\text{cl}} = 8,8 \times 10^{13} \left(\frac{0,66N_{\text{gal}} + 9,567}{20} \right)^{1,28} h_{100}^{-1} M_{\odot}, \quad (3.1)$$

onde $h_{100} = H_0 / (100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$ e $M_{\odot}$ é a massa do Sol.

A pureza e completeza do catálogo resultante foi estimada em vários intervalos de riqueza e de *redshift* através da aplicação do algoritmo GMBCG a um catálogo simulado. Sua completeza é maior que 90% para todos os intervalos e sua pureza varia de $\sim 60\%$ para aglomerados com $N_{\text{gal}} = 10$ a $\sim 90\%$ ou mais para aglomerados com $N_{\text{gal}} = 15$. Para mais detalhes sobre a construção do catálogo de aglomerados e suas características, veja Hao et al. (2010).

O catálogo GMBCG inclui a região Stripe 82, onde 1905 aglomerados foram identificados. Todos os aglomerados do catálogo possuem um *photo-z* e 576 dos localizados na Stripe 82 apresentam *spec-z* da BCG. Um histograma da distribuição em *redshift* das supernovas e dos aglomerados é apresentado na Figura 3.1.

3.2.3 Galáxias hospedeiras

A busca pelas galáxias hospedeiras foi feita exclusivamente na lista de objetos primários do SDSS DR8 (Aihara et al., 2011), que inclui as imagens de melhor qualidade da região Stripe 82. Dentro dessa região, cerca de cinco milhões de galáxias foram detectadas. A estimação de suas propriedades foi feita utilizando apenas fotometria. Quando disponível, a fotometria do SDSS DR8 foi suplementada por medidas no ultravioleta do satélite *Galaxy Evolution Explorer* (GALEX, Martin et al., 2005) – *General Release 6* – e por medidas no infravermelho próximo do *United Kingdom InfraRed Telescope* (UKIRT) *Infrared Deep Sky Survey* (UKIDSS, Lawrence et al., 2007) – *Data Release 8*. O satélite GALEX empregou filtros nas bandas de ultravioleta próximo e distantes e o projeto

¹Para definir o tamanho angular do raio projetado, Hao et al. (2010) utilizaram o *photo-z* da candidata a BCG e uma cosmologia Λ CDM plana com $H_0 = 100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e $\Omega_m = 0,3$.

²<http://gmbsg.blogspot.com.br/2013/09/cluster-mass.html>

Figura 3.1: Distribuição em *redshift* das SNIas (contorno grosso, sem preenchimento) e dos aglomerados (contorno fino, com preenchimento) usados neste trabalho.

UKIDSS utilizou filtros nas bandas YJHK (Hewett et al., 2006). Os métodos de identificação de galáxias como hospedeiras de SNs e de estimação de suas propriedades são apresentados nas seções 3.3.2 e 3.3.3.

3.3 Metodologia

3.3.1 Ajuste de modelos para SNIas

Todas as SNIas foram ajustadas usando o modelo SALT2 (Guy et al., 2007), descrito na seção 2.4.1 e implementado pelo pacote de programas abertos SNANA (Kessler et al., 2009b). Para a determinação do módulo de distância μ e dos parâmetros de dispersão M , α e β utilizamos o programa SALT2mu (Marriner et al., 2011), também incluso no pacote SNANA e apresentado na seção 2.4.2. Os resíduos de Hubble $HR \equiv \mu_{\text{exp}} - \mu(z)$ são a diferença entre o valor experimental do módulo de distância μ_{exp} – obtido para cada SNIa a partir da Eq. 2.28 – e o valor teórico $\mu(z)$ calculado para o *redshift* z , dada uma cosmologia fiducial. Durante todo o trabalho apresentado neste capítulo, assumimos um modelo cosmológico Λ CDM plano com $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e $\Omega_m = 0,27$ (Kessler et al., 2009a). Dado que o cálculo de μ_{exp} utiliza correções baseadas na largura da curva de luz e na cor da SNIa, é comum se referir a HR como *resíduos após correções*.

Após o ajuste do modelo SALT2 às curvas de luz nós removemos 12 objetos com valores atípicos de x_1 e c do nosso conjunto de 1122 SNIas: 9 com $|x_1| \geq 5$ e 3 SNIas extremamente vermelhas, com $c > 0,45$. Nós também excluímos 37 SNIas cujos ajustes do modelo SALT2 apresentaram um χ^2 com nível descritivo (*p-value*) menor que 1%. Finalmente, nós removemos 10 SNIas com valores atípicos de HR (distantes da média em mais de 4σ), resultando numa amostra de 414 e 649 SNIas tipificadas espectroscopicamente e fotometricamente. Mesmo em uma amostra grande, esses *outliers* podem, sozinhos, alterar significativamente os valores obtidos para σ_{int} , α e β , de forma que é

necessário retirá-los se quisermos determinar parâmetros representativos da amostra de SNIas como um todo.

3.3.2 Identificação das galáxias hospedeiras

A identificação da hospedeira de cada SN foi feita através da busca por galáxias na lista de objetos primários do SDSS DR8 a menos de $30''$ da SN. Para cada galáxia selecionada foi calculado o *raio direcional de luz* (DLR), isto é, a distância do centro da galáxia até sua fronteira de meia luz na direção da SN. Esse cálculo foi feito com base nos parâmetros de Stokes Q e U , que definem a elipticidade e orientação da galáxia, e no raio de meia luz de Petrosian, que define o seu tamanho, todos calculados na banda r . Em seguida, determinou-se a distância entre a galáxia e a SN em unidades de DLR, chamada de d_{DLR} . A galáxia com a menor distância d_{DLR} foi considerada a hospedeira da SN em questão. Galáxias sem os parâmetros necessários para o cálculo de d_{DLR} e galáxias com $d_{\text{DLR}} > 4$ não foram consideradas possíveis candidatas a hospedeira.

Das 1063 SNIas selecionadas na seção 3.3.1, 1017 (96%) tiveram uma galáxia hospedeira associada. Para mais detalhes sobre a identificação das galáxias hospedeiras, veja Sako et al. (2014).

3.3.3 Propriedades da galáxia hospedeira

As propriedades das galáxias hospedeiras foram estimadas com o ajuste de espectros sintéticos às fotometrias do SDSS, GALEX e UKIDSS. A correspondência entre objetos dos três catálogos foi feita através da seleção dos objetos do UKIDSS e do GALEX mais próximos, em coordenadas angulares, dos objetos do SDSS, com uma separação máxima de $5''$. Das 1017 SNIas com galáxias hospedeiras identificadas no SDSS, 455 obtiveram uma correspondência tanto no GALEX quanto no UKIDSS, 239 e 222 obtiveram correspondência apenas no GALEX e apenas no UKIDSS, respectivamente, e 101 SNIas permaneceram com hospedeiras identificadas apenas no SDSS. As medidas de magnitude utilizadas para as galáxias hospedeiras foram as *Model magnitudes* para o SDSS (Stoughton et al., 2002), *Petrosian* para o UKIDSS (Petrosian, 1976) e *Kron-like elliptical aperture magnitude* para o GALEX (Kron, 1980). Todas elas foram corrigidas para remover o efeito de extinção galáctica, calculado com a curva de Cardelli et al. (1989) e com mapas de poeira da Via Láctea (Schlegel et al., 1998); além disso, as magnitudes do SDSS e do UKIDSS foram corrigidas para o sistema AB a partir dos trabalhos de Kessler et al. (2009a) e Hewett et al. (2006), respectivamente. Mais informações sobre a combinação das fotometrias podem ser encontradas em Gupta et al. (2011).

Para gerar os espectros sintéticos, utilizamos o programa *Flexible Stellar Population Synthesis* (FSPSv2.1, Conroy et al., 2009; Conroy and Gunn, 2010) aplicando o mesmo procedimento de Gupta et al. (2011) – apenas com parâmetros cosmológicos ligeiramente diferentes. Os principais parâmetros de entrada foram o catálogo de espectros estelares BaSeL3.1 (Lejeune et al., 1997, 1998), o modelo de evolução estelar do grupo de Pádova (Marigo and Girardi, 2007; Marigo et al., 2008), a função de massa inicial (IMF) de Chabrier (2003) e o modelo de poeira de Charlot and Fall (2000). Mais detalhes são apresentados por Conroy et al. (2009).

Os espectros sintéticos foram gerados numa grade de quatro parâmetros: o instante de

tempo no qual a formação estelar começa t_* ; a escala de tempo τ_{SF} da taxa de formação estelar (SFR) $\Psi(t) \propto e^{-t/\tau_{\text{SF}}}$; a metalicidade $\log(Z/Z_\odot)$, que assumimos constante no tempo; e o coeficiente τ_{dust} para a profundidade ótica $\tau(t)$ ao redor de estrelas de idade t , dado por:

$$\tau(t) = \begin{cases} 3\tau_{\text{dust}} \left(\frac{\lambda}{5500\text{\AA}} \right)^{-0,7}, & t \leq 10\text{Myr}, \\ \tau_{\text{dust}} \left(\frac{\lambda}{5500\text{\AA}} \right)^{-0,7}, & t > 10\text{Myr}. \end{cases} \quad (3.2)$$

Dada uma galáxia hospedeira e seus fluxos F_i com incertezas $\sigma_{F,i}$, o valor de $e^{-\chi^2/2}$ foi calculado para cada ponto da grade, onde:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[F_i - F_i^{(s)}(t_*, \tau_{\text{SF}}, Z, \tau_{\text{dust}})]^2}{\sigma_{F,i}^2} \quad (3.3)$$

e $F_i^{(s)}$ são os fluxos sintéticos nas bandas de UV-distante, UV-próximo, *ugriz* e *YJHK*. Esses valores servem como uma amostragem da função de verossimilhança para os parâmetros da grade, que foi utilizada para calcular a função densidade de probabilidade (fdp) para os três parâmetros de nosso interesse: a massa estelar da galáxia (quantidade de massa na forma de estrelas), a sua idade a partir do instante médio de formação estelar, e a sua taxa de formação estelar específica (sSFR). A mediana de cada grandeza, calculada a partir da fdp, foi utilizada como valor representativo e os limites que contém 68% dos dados foram empregados como incertezas.

A massa estelar foi obtida através da multiplicação da magnitude medida em r (após a correção do avermelhamento) pela razão massa-luminosidade do modelo na mesma banda. A idade foi calculada a partir da equação:

$$\langle \text{Age} \rangle = A - \frac{\int_0^A t \Psi(t) dt}{\int_0^A \Psi(t) dt}, \quad (3.4)$$

onde A é a idade do universo no *redshift* da galáxia menos t_* . A sSFR foi obtida através da normalização a um de $\Psi(t)$ no período A e do cálculo de sua média no intervalo $A - 250\text{Myr} < t < A$.

Para reduzir a quantidade de ruído durante a análise das propriedades das galáxias hospedeiras, nós desconsideramos as galáxias cujo melhor χ^2 apresentava um nível descritivo menor que 0,1%. Esse corte reduziu o número de galáxias hospedeiras de 1017 para 717,³ em grande parte porque os modelos na grade não são necessariamente representativos. Além disso, parte dos maus ajustes podem ter sido causados por correspondências erradas feitas entre os catálogos SDSS, GALEX e UKIDSS. Uma descrição mais detalhada do método utilizado para estimação das propriedades das galáxias hospedeiras é apresentado por Gupta et al. (2011).

Quando necessário, nós separamos as galáxias hospedeiras em dois grupos de acordo com suas taxas de formação estelar específicas: galáxias com $\log(\text{sSFR}) < -11,72$ são chamadas de *passivas* pois incluem apenas estrelas em processo de envelhecimento; e

³Note que o número de galáxias hospedeiras apenas limita o tamanho das amostras de SNIas quando alguma informação sobre a hospedeira é necessária. Caso contrário, a amostra de 1063 SNIas foi usada.

galáxias com $\log(\text{sSFR}) > -10,50$ são chamadas de *ativas* pois ainda estão produzindo novas estrelas. Esses valores foram escolhidos com base no trabalho de [Lampeitl et al. \(2010\)](#); o limite $-11,72$ para galáxias passivas está, na média, 1σ abaixo do limite utilizado para definir galáxias ativas, e foi escolhido para manter uma separação clara entre os dois tipos de galáxias. Das 717 hospedeiras com bons ajustes, 438 foram classificadas como ativas e 162 foram classificadas como passivas.

3.3.4 Seleção de SNIas membros de aglomerados

Nós definimos três requisitos para uma SNIa ser considerada membro de um aglomerado: suas posições angulares devem ser compatíveis, seus *redshifts* devem ser compatíveis, e o aglomerado listado no catálogo deve ser um aglomerado real e não uma projeção de galáxias de campo. Para os dois últimos requisitos nós adotamos uma abordagem probabilística que os combinou num único critério descrito pela Eq. 3.9 abaixo. Cada requisito é apresentado em detalhe nesta seção.

Seleção de SNIas projetadas em aglomerados

Para identificar as SNIas que residem em aglomerados do catálogo GMBCG, nós começamos por selecionar todas as SNIas dentro de um raio físico projetado de 1,5 Mpc em torno do centro de qualquer aglomerado, conforme feito em estudos de taxas de supernovas em aglomerados de galáxias (veja [Dilday et al., 2010](#); [Mannucci et al., 2008](#)). Para uma dada SNIa s e um aglomerado k , tal seleção se traduz na aplicação da relação abaixo:

$$\cos \delta_s \cos \delta_k \cos (\alpha_s - \alpha_k) + \sin \delta_s \sin \delta_k \geq \cos(\theta_{\max}^{(k)}), \quad (3.5)$$

$$\theta_{\max}^{(k)} \equiv \frac{1,5\text{Mpc}(1+z_k)}{c \int_0^{z_k} \frac{dz}{H(z)}}, \quad (3.6)$$

onde $\theta_{\max}^{(k)}$ é o raio angular do aglomerado k ; c é a velocidade da luz no vácuo; $H(z)$ é o parâmetro de Hubble, dado pela Eq. 2.11; α_s e δ_s são a ascensão reta e declinação da SNIa; e α_k , δ_k e z_k são a ascensão reta, declinação e *redshift* do aglomerado, respectivamente. A Fig. 3.2 apresenta um exemplo do resultado obtido com a aplicação da Eq. 3.5 como método de identificação de projeções.

Das 414 SNIas espectroscopicamente confirmadas, 82 foram encontradas projetadas em aglomerados (21 delas sobre mais de um aglomerado); e das 649 SNIas tipificadas fotometricamente, 148 estavam projetadas, sendo 32 sobre mais de um aglomerado.

Compatibilidade em *redshift*

O próximo passo para determinar se a SN pertencia a um aglomerado no qual ela estava projetada foi verificar se seus *redshifts* eram compatíveis. Como aglomerados de galáxias são objetos ligados gravitacionalmente, não deve existir fluxo de Hubble em seu interior, e se não fosse pelas velocidades peculiares de seus membros, todos os objetos dentro dele teriam o mesmo *redshift*. Portanto, a tolerância na diferença de *redshift* entre a supernova e o aglomerado surge da dispersão de velocidades dentro do aglomerado, que assumimos ser $\sigma_v = 500 \text{ km s}^{-1}$, e de erros de medida.

Figura 3.2: Exemplo de teste de projeção de SNIas sobre aglomerados. As BCGs são representadas por discos grandes – o disco em preto representa a BCG do aglomerado sendo testado (em $z_k = 0,33$), e os discos em cinza representam as BCGs de outros aglomerados. Os pontos pequenos representam as SNIas, sendo que os vermelhos representam as SNIas projetadas no aglomerado em teste e os azuis representam as SNIas que não estão projetadas nesse aglomerado. O círculo tracejado representa a fronteira do aglomerado, definida a 1,5 Mpc da BCG.

Para cada par de aglomerado e SN Ia projetada nós calculamos a probabilidade da diferença em *redshift* estar dentro de um intervalo característico $\pm \delta z$. Nós assumimos que a distribuição de probabilidade do *redshift* de cada SN Ia e de cada aglomerado eram gaussianas $N(z; z_s, \sigma_s)$ e $N(z; z_k, \sigma_k)$, respectivamente, onde:

$$N(x; \bar{x}, \sigma) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}}, \quad (3.7)$$

z_s e σ_s (z_k e σ_k) são o *redshift* medido e sua incerteza para a supernova (o aglomerado). A distribuição de probabilidades para a diferença entre os *redshifts* é então $N(\zeta; z_s - z_k, \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_k^2})$, e a probabilidade dos *redshifts* serem compatíveis foi calculada como:

$$p = \int_{-\delta z}^{\delta z} N(\zeta; z_s - z_k, \sqrt{\sigma_s^2 + \sigma_k^2}) d\zeta. \quad (3.8)$$

A escolha de δz dependeu do tipo de *redshift* z_k associado ao aglomerado. Para os 576 aglomerados com BCGs confirmadas espectroscopicamente, o *spec-z* da BCG foi utilizado como *redshift* do aglomerado; nesse caso, a diferença máxima foi $\delta z = 0,005 = 3\sigma_v$. Para os demais 1329 aglomerados, cujos *redshifts* foram determinados fotometricamente, a escolha foi $\delta z = 0,030$. O processo de escolha desses valores está descrito no Apêndice A. Nenhuma restrição foi feita sobre se z_s era o *redshift* da própria SN Ia ou se era de sua galáxia hospedeira.

Existência do aglomerado e seleção final

Para cada aglomerado com SNIas projetadas nós estimamos a probabilidade q dele ser um aglomerado real e não apenas uma projeção de galáxias de campo. Para tanto, nós

	$N_{\text{gal}} < 15$	$15 \leq N_{\text{gal}} < 20$	$20 \leq N_{\text{gal}} < 25$	$N_{\text{gal}} \geq 25$
$z_k < 0,15$	0,78	0,96	1,00	0,99
$0,15 < z_k < 0,20$	0,70	0,92	0,98	0,98
$0,20 < z_k < 0,25$	0,70	0,89	0,98	0,98
$0,25 < z_k < 0,30$	0,55	0,82	0,92	0,96
$0,30 < z_k < 0,35$	0,48	0,81	0,91	0,95
$0,35 < z_k < 0,40$	0,62	0,89	0,92	0,98
$0,40 < z_k < 0,45$	0,51	0,84	0,93	0,94
$z_k > 0,45$	0,78	0,90	0,90	0,97

Tabela 3.1: Probabilidade q de um aglomerado com *redshift* z_k e riqueza N_{gal} ser real e não uma projeção de galáxias de campo, de acordo com o intervalo ocupado. Esses valores são baseados na estimativas de pureza feitas com catálogos simulados.

supusemos que q é igual à pureza do catálogo no intervalo de riqueza e de *redshift* ocupado por N_{gal} e z_k do aglomerado em questão. Conforme exposto na seção 3.2.2, essa pureza (apresentada na Tabela 3.1) foi estimada por Hao et al. (2010) a partir de catálogos simulados.

O último passo para selecionar SNIs residentes em aglomerados foi escolher, dentre as projetadas, as que obedecem à relação:

$$qp \geq P_{\text{min}}, \quad (3.9)$$

onde $P_{\text{min}} = 0,5$ é uma probabilidade mínima escolhida de acordo com o procedimento descrito no Apêndice A. A relação acima implica que uma SNI só pode ser considerada membro de um aglomerado de galáxias se o aglomerado for real e se seus *redshifts* forem compatíveis. Assumindo que essas condições são independentes, a probabilidade de cumprir as duas é igual ao produto de q e p .

Com esse procedimento, identificamos 6 (15) SNIs confirmadas espectroscopicamente e 17 (10) SNIs tipificadas fotometricamente associadas a aglomerados com *redshifts* espectroscópicos (fotométricos), num total de 48 SNIs residentes em aglomerados, apresentadas na Tabela E.1. Conforme explicado no Apêndice A, a contaminação dessa amostra por SNIs de campo foi estimada em 29%. As 1015 SNIs que não passaram nesses critérios de seleção foram consideradas SNIs de campo. Como o menor tamanho da amostra de SNIs em aglomerados e sua maior contaminação vão dominar o ruído durante a comparação das amostras, cortes mais conservadores para a construção da amostra de SNIs de campo são desnecessários para o nosso estudo. A Tabela 3.2 resume o número de SNIs obtido a cada corte de qualidade aplicado e a cada passo do processo de seleção de SNIs em aglomerados.

3.3.5 Testes de consistência da seleção

Nós comparamos nossa seleção de SNIs residentes em aglomerados com a realizada por Dilday et al. (2010), que utilizou SNIs do SDSS e o catálogo de aglomerados maxBCG (Koester et al., 2007). É importante notar que neste trabalho nós utilizamos *redshifts* do projeto BOSS, uma opção não disponível para Dilday et al. (2010). Essa vantagem aumentou em 652 o número de SNIs com *spec-z* e também diminuiu sua incerteza média,

	Espec.	Fotom.	Total	Total de campo
Inicial	504	752	1256	–
Cortes na CL	451	679	1130	–
s/ peculiares	443	679	1122	–
Corte em x_1-c	439	671	1110	–
$P(\chi^2) > 0,01$	414	659	1073	–
$HR < 4\sigma$	414	649	1063	–
Projetadas	82	148	230	–
$qp \geq P_{\min}$	21	27	48	1015
c/ hosp.	19	27	46	971
Hosp. c/ ajuste	11	21	32	685
Ativas	2	7	9	429
Passivas	7	12	19	143

Tabela 3.2: Quantidade de SNIas selecionadas com cada critério. As colunas apresentam, da esquerda para a direita, o número de SNIas: tipificadas espectroscopicamente, tipificadas fotometricamente, total (a soma dos dois), e o número de SNIas deixadas para fora da amostra em aglomerados (portanto, pertencentes à amostra de campo). Com exceção da última linha, todas as demais são um subconjunto da linha de cima, e mostram o número de SNIas que: foram tipificadas como Ia; passaram nos cortes de qualidade das curvas de luz; não foram consideradas SNIas peculiares; tinham $|x_1| < 5$ e $|c| < 0,45$; apresentaram um nível descritivo do modelo SALT2 maior que 1%; não forneceram valores atípicos para o resíduo de Hubble; estavam projetadas sobre aglomerados; foram selecionadas como membros de aglomerados; tiveram uma galáxia identificada como hospedeira; a hospedeira passou no corte de χ^2 para o ajuste do espectro sintético; a hospedeira foi classificada como ativa; a hospedeira foi classificada como passiva.

resultando em uma comparação mais precisa com os *redshifts* dos aglomerados. Além disso, o catálogo maxBCG utilizou o *Data Release 4* do SDSS (Adelman-McCarthy et al., 2006) e apenas uma cor para identificar a sequência vermelha, enquanto que o GMBCG utilizou o *Data Release 7* e duas cores, aumentando, portanto, a profundidade em *redshift* e o número de aglomerados detectados na Stripe 82 de 492 para 1905. É de se esperar que esses aprimoramentos tornem nossa amostra maior que a de Dilday et al. (2010), de forma que ela deva incluir a maioria das supernovas selecionadas por eles. Por outro lado, Dilday et al. (2010) apenas contabilizou a contaminação do catálogo de aglomerados durante o cálculo da taxa de ocorrência de SNIas, e não durante a sua seleção. Ademais, eles não aplicaram cortes baseados nos parâmetros ajustados aos dados. Por esses motivos, algumas das SNIas de Dilday et al. (2010) devem ser excluídas em nossa seleção. A comparação também pode ser afetada por diferenças no objetivo e na metodologia.

Dilday et al. (2010) encontrou 27 SNIa em aglomerados do maxBCG, 6 das quais não foram usadas neste trabalho por não possuírem *spec-z* ou por divergências em sua tipificação. Das 21 restantes, 11 foram também selecionadas por nós, duas teriam sido selecionadas se não tivéssemos levado em conta a contaminação do catálogo de aglomerados e uma foi excluída por causa de sua cor $c = 0,73 \pm 0,07$. Das sete renegadas, duas não estavam projetadas e um aglomerado do catálogo GMBCG (refletindo uma pequena diferença entre esse catálogo e o maxBCG), três foram excluídas por diferenças no *redshift* associado ao aglomerado e duas por causa dos requisitos mais restritivos utilizados por nós para determinar a compatibilidade de *redshift*.

Nós encontramos 37 SNIas em aglomerados que não foram selecionadas por Dilday et al. (2010), 14 das quais estão além do limite de $z < 0,3$ do catálogo maxBCG. Das 23 restantes, seis só tiveram seus *redshifts* medidos pelo projeto BOSS, oito não estavam projetadas em nenhum aglomerado do maxBCG e uma estava projetada em um aglomerado com um *redshift* diferente. As oito últimas SNIas apresentavam aglomerados compatíveis no catálogo maxBCG, de forma que os motivos pelos quais elas não foram selecionadas por Dilday et al. (2010) não puderam ser identificados; uma possibilidade seria elas terem sido tipificadas como CC-SNs ou excluídas em algum corte de qualidade. Dado que a maioria das diferenças entre a amostra de Dilday et al. (2010) e a nossa são causadas por diferenças na tipificação e nos catálogos de aglomerados utilizados, nós consideramos nossos métodos de seleção compatíveis.

Outro teste de consistência realizado sobre nosso método de seleção de SNs em aglomerados foi comparar as propriedades de suas galáxias hospedeiras com as da amostra de campo (note que, com exceção do *redshift*, nenhuma outra propriedade da hospedeira foi utilizada durante a seleção). Espera-se que galáxias em aglomerados sejam mais velhas, mais massivas e tenham menos formação estelar. As Figuras 3.3, 3.4 e 3.5 mostram que tal expectativa é satisfeita, e testes de Kolmogorov-Smirnov (testes K-S, veja Mood et al., 1974) indicaram que a diferença observada é significativa: a probabilidade das duas amostras terem sido sorteadas de uma mesma distribuição é de $1,7 \times 10^{-3}$ para a massa, $8,1 \times 10^{-4}$ para a idade e $8,3 \times 10^{-6}$ para a sSFR das galáxias hospedeiras. Uma comparação dos valores médios em cada amostra, apresentados na Tabela 3.3, também confirma que as diferenças são significativas.

Figura 3.3: Histograma da idade (a partir do instante médio de formação estelar) das 32 e das 685 galáxias hospedeiras com bons ajustes residentes em aglomerados (linha contínua verde) e no campo (linha tracejada cinza), respectivamente. As barras de erro foram obtidas a partir da raiz quadrada do número de elementos em cada coluna. As hospedeiras em aglomerados são, em média, mais velhas.

Figura 3.4: Histograma similar ao da Fig. 3.3, mas para o logaritmo da massa estelar, em unidades de massas solares. Hospedeiras em aglomerados são, em média, mais massivas.

Figura 3.5: Histograma similar ao da Fig. 3.3, mas para o logaritmo da taxa específica de formação estelar, em fração de massas solares por ano. Hospedeiras em aglomerados são, em geral, passivas.

	Idade média [Gyr]	Massa média [log(M/M _⊙)]	sSFR média [log(yr ⁻¹)]
Amostra em aglomerados	5,82 ± 0,41	10,698 ± 0,087	-13,28 ± 0,52
Amostra no campo	4,22 ± 0,07	10,348 ± 0,023	-11,38 ± 0,11
Diferença	1,60 ± 0,42	0,350 ± 0,090	-1,90 ± 0,53

Tabela 3.3: Valor médio das distribuições de idade, massa e sSFR das galáxias hospedeiras das SNIas em aglomerados e no campo (apenas as hospedeiras com bons ajustes foram selecionadas). A idade é dada em bilhões de anos, a massa em logaritmo de massas solares e a sSFR em logaritmo da fração de massa por ano.

3.3.6 Comparação de amostras de SNIas

Para tentar identificar quaisquer possíveis diferenças sistemáticas entre SNIas dentro e fora de aglomerados ricos de galáxias, nós comparamos as distribuições de x_1 , c e HR e suas correlações cruzadas de ambas as amostras, assim como os valores de M_B , α , β e σ_{int} associados a elas. A dispersão intrínseca σ_{int} foi obtida separadamente para cada amostra fazendo o χ^2 reduzido de HR ir para ~ 1 , conforme apresentado na seção 2.4.2.

Para os parâmetros x_1 , c e HR nós computamos sua média, mediana, desvio padrão e desvio absoluto mediano (MAD), que é definido para uma amostra $a = \{x_1, x_2, \dots, x_N\}$ como a mediana de $\{|x_1 - x_m|, |x_2 - x_m|, \dots, |x_N - x_m|\}$, onde x_m é a mediana de a . Mais atenção foi dispendida à mediana e ao MAD durante a análise uma vez que é esperado que eles sejam menos sensíveis a contaminações da amostra.

Para determinar a significância de qualquer diferença observada nessas propriedades estatísticas nós utilizamos o método de reamostragem: selecionamos de 5.000 a 20.000 amostras aleatórias de mesmo tamanho que a amostra de SNIas em aglomerados a partir do conjunto combinado das amostras de aglomerados e de campo e estimamos suas propriedades estatísticas. A fração P_r de amostras aleatórias apresentando valores iguais ou ainda mais extremados que os obtidos para a amostra em aglomerados (i.e., o valor- p ou nível descritivo) foi usada para informar a probabilidade da diferença observada ser resultado de flutuações estatísticas. Em alguns casos, o conjunto de SNIas do qual as amostras aleatórias foram selecionadas tinham uma composição diferente. Para evitar possíveis confusões, esses casos são explicitados no texto e seus P_r são representados com índices superiores especiais.

Diferenças nas correlações cruzadas foram calculadas através do ajuste linear da relação entre os dois parâmetros em questão e da comparação dos coeficientes angulares obtidos para as duas amostras. O ajuste foi feito através do método dos mínimos quadrados e, para tanto, os erros no eixo x foram propagados ao eixo y usando o coeficiente angular obtido assumindo pesos iguais a todos os pontos. A significância de qualquer diferença foi também determinada via o método de reamostragem.

Nós também procuramos por possíveis diferenças nas correlações entre parâmetros da SNIa e de suas galáxias hospedeiras – massa, idade e sSFR – usando esse mesmo método. Os erros nos parâmetros das galáxias, em especial no caso da massa e da sSFR, são assimétricos. Nesse caso, o ajuste linear para a determinação da correlação foi feito utilizando a média dos dois erros.

3.4 Relações entre SNIas e galáxias hospedeiras

Para validar nossos métodos e para ter uma base de comparação para o estudo de SNIas em aglomerados nós primeiro separamos as SNIas de acordo com a sSFR de suas galáxias hospedeiras [hospedeiras com $\log(\text{sSFR}) < -11,72$ formam a amostra de passivas e hospedeiras com $\log(\text{sSFR}) > -10,50$ formam a amostra de ativas] e verificamos como as relações já publicadas na literatura apareciam nos nossos dados. Conforme mencionado na seção 1.4, as comparações publicadas entre SNIas em galáxias passivas e ativas indicam que:

- i. suas distribuições de cor c não apresentam nenhuma distinção clara;

Figura 3.6: Histogramas das distribuições de cor c (*painel esquerdo*) e de largura da curva de luz x_1 (*painel direito*) para SNIas em galáxias passivas (contorno contínuo vermelho) e em galáxias ativas (contorno tracejado azul). Distribuições de c são bastante parecidas, enquanto que as de x_1 são claramente distintas: a amostra em galáxias passivas apresenta um x_1 médio menor e uma maior dispersão nesse parâmetro, provavelmente devido às suas caudas.

- ii. SNIas em galáxias passivas são mais breves (apresentam, em média, um x_1 menor);
- iii. ambas as populações apresentam a mesma relação entre largura da curva de luz e luminosidade (seus parâmetros α são iguais);
- iv. a luminosidade de SNIas em galáxias passivas é menos afetada pela sua cor c (seu parâmetro β é menor);
- v. SNIas em galáxias passivas são $\sim 0,1$ mag mais luminosas após correções (sua M_B é mais negativa);
- vi. quando ajustadas separadamente, as SNIas em galáxias passivas apresentam uma dispersão menor em HR do que as SNIas em galáxias ativas.

Quando μ_{exp} é calculado com os mesmos parâmetros de dispersão (e, portanto, com a mesma M_B), o item **v** se manifesta como um *offset* no diagrama de Hubble entre SNIas em galáxias passivas e ativas e como uma correlação entre HR e a massa ou idade da hospedeira (SNIas em galáxias passivas, em galáxias mais velhas ou mais massivas tendem a indicar uma distância menor que as demais).

A Fig. 3.6 mostra que, enquanto as distribuições de c para as SNIas em galáxias ativas e passivas não apresentam nenhuma diferença significativa, as distribuições de x_1 são claramente diferentes. Um teste K–S indica que a probabilidade de ambas as amostras terem sido sorteadas da mesma população é de 0,47 para c e de $3,4 \times 10^{-12}$ para x_1 . A Tabela 3.4, entretanto, apresenta uma certa tensão entre as médias de c , embora a diferença não seja tão significativa quanto a diferença entre as médias de x_1 . Também é possível notar que a largura da distribuição de x_1 em galáxias passivas é significativamente maior, um resultado pouco mencionado na literatura. Esse resultado está qualitativamente em acordo com Smith et al. (2012, fig. 6) e em desacordo com Sullivan et al. (2006, fig. 12).

Ao ajustar os parâmetros de dispersão separadamente para as duas amostras, nós encontramos valores compatíveis de α e valores significativamente diferentes de β e M_B . A

x_1	Média	Mediana	Desv. Pad.	MAD
Passivas	-0,328	-0,475	1,41	0,847
Ativas	0,382	0,381	1,18	0,695
P_r^*	$\lesssim 5 \times 10^{-5}$	$\lesssim 5 \times 10^{-5}$	$\lesssim 5 \times 10^{-5}$	0,001
c	Média	Mediana	Desv. Pad.	MAD
Passivas	-0,0278	-0,0439	0,120	0,070
Ativas	-0,0135	-0,0294	0,117	0,066
P_r^*	0,027	0,024	0,320	0,217

Tabela 3.4: Medidas estatísticas das distribuições de x_1 e c das 162 e 438 SNIas em galáxias passivas e ativas. P_r^* é a fração das 20.000 amostras aleatórias de 162 SNIas sorteadas da amostra em galáxias ativas que apresentaram valores mais extremos do que as medidas obtidas para a amostra em galáxias passivas.

	α	β	M_B	MAD_{HR}	σ_{int}
Ativas	0,180(18)	3,35(14)	-19,305(13)	0,167	0,17
Passivas	0,206(20)	2,54(22)	-19,420(22)	0,152	0,16
P_r^*	0,229	2×10^{-4}	$\lesssim 2 \times 10^{-4}$	0,241	0,396

Tabela 3.5: Parâmetros de dispersão, MAD dos resíduos de Hubble e a dispersão intrínseca σ_{int} obtidos para as 162 e as 438 SNIas em galáxias passivas e ativas, respectivamente. P_r^* foi calculada a partir de 5.000 amostras aleatórias sorteadas da amostra em galáxias ativas.

Tabela 3.5 apresenta os valores e significâncias obtidos, indicando que esses resultados são compatíveis com os apresentados na literatura – itens [iii](#) a [v](#) acima. A diferença entre a dispersão dos resíduos de Hubble, entretanto, não pôde ser detectada. O MAD calculado para as amostras em galáxias ativas e passivas foram de 0,167 e 0,152, com uma probabilidade P_r^* da amostra em galáxias ativas atingir o valor obtido da amostra em galáxias passivas de 0,241. Um histograma das distribuições é apresentado na Fig. 3.7.

Conforme mostra a Tabela 3.5, a diferença entre as dispersões intrínsecas σ_{int} obtidas para cada amostra não é significativa. Esse fato também pode ser notado na Fig. 3.8, que apresenta a distribuição dos valores de σ_{int} obtidos para 5.000 amostras aleatórias de 162 SNIas em galáxias ativas. Dada a larga variação nos valores obtidos para σ_{int} , até mesmo se a amostra em galáxias passivas apresentasse $\sigma_{int} = 0,13$ (uma diferença que poderia parecer significativa) esse valor poderia ser alcançado por 6,7% das amostras (de mesmo tamanho) de SNIas em galáxias ativas.

A não-detecção da diferença na dispersão dos resíduos de Hubble pode ter sido causada pela exclusão de valores atípicos através do corte de 4σ em HR e pelo uso do desvio absoluto mediano ao invés do desvio padrão. De fato, nós verificamos que a inclusão dos 10 *outliers* com $HR > 4\sigma$ e a utilização do desvio padrão torna a dispersão da amostra em galáxias ativas significativamente maior que a da amostra em galáxias passivas. Entretanto, nós ignoramos esse resultado uma vez que ele pode ser causado por contaminação por CC-SNs e por SNIas peculiares.

Nós comparamos os valores de α , β , M_B e σ_{int} obtidos para nossas amostras de SNIas em galáxias ativas e passivas com os valores obtidos por [Lampeitl et al. \(2010\)](#) para os mesmos tipos de amostra, também utilizando o mesmo método de reamostragem. Por

Figura 3.7: Histogramas dos resíduos de Hubble das amostras de SNIas em galáxias passivas (contorno contínuo vermelho) e em galáxias ativas (contorno tracejado azul), calculados com os parâmetros de dispersão específicos de cada amostra. Não é possível identificar diferenças significativas.

Figura 3.8: Histograma das dispersões intrínsecas obtidas de 5.000 amostras aleatórias de 162 SNIas em galáxias ativas. Para cada amostra, σ_{int} foi determinado fazendo com que o χ^2 reduzido de HR fosse para ~ 1 .

Lampeitl et al.	α	β	M_B	σ_{int}
Ativas	0,12(01)	3,09(10)	-19,30(01)	0,17
P_r^*	0,071	0,162	0,480	0,258
Passivas	0,16(02)	2,42(16)	-19,39(03)	0,13
P_r^-	0,119	0,340	0,286	0,483

Tabela 3.6: Parâmetros de dispersão e dispersões intrínsecas obtidos por [Lampeitl et al. \(2010\)](#) para amostras de 40 SNIas em galáxias passivas e de 122 SNIas em galáxias ativas, e a probabilidade de nossos dados alcançarem esses valores. P_r^* foi obtido de 5.000 amostras aleatórias sorteadas de nossa amostra em galáxias ativas e P_r^- foi obtido de 5.000 amostras aleatórias sorteadas de nossa amostra em galáxias passivas. Os valores de M_B estão corrigidos por causa da diferença no valor assumido para H_0 e por causa do *offset* de 10,635 entre a saída do programa SALT2mu e a magnitude AB.

exemplo, nós selecionamos 5.000 amostras aleatórias da nossa amostra de SNIas em galáxias passivas, cada uma contendo 40 SNIas [o mesmo tamanho da amostra de SNIas em galáxias passivas de [Lampeitl et al. \(2010\)](#)] e contamos a fração que ultrapassava os valores obtidos por eles. Como pode ser visto na Tabela 3.6, todos os parâmetros se mostraram compatíveis para ambas as amostras.

3.5 Propriedades de SNIas em aglomerados

3.5.1 Comparação com SNIas de campo

Nós começamos a análise das SNIas em aglomerados comparando-as com a amostra de SNIas de campo. Como vemos no painel esquerdo da Fig. 3.9, nenhuma diferença foi detectada entre as distribuições de cor c das duas amostras; além disso, um teste K-S retornou uma probabilidade de 0,74 das duas amostras virem da mesma distribuição. Por outro lado, existem diversas indicações de que a distribuição de x_1 das SNIas em aglomerados difere da distribuição obtida para SNIas de campo. Um teste K-S aplicado a essas distribuições retornou um valor de 0,0021, e a Tabela 3.7 mostra que o valor médio de x_1 para SNIas em aglomerados é menor do que o valor médio de x_1 para SNIas no campo. Além disso, o painel direito da Fig. 3.9 sugere que a distribuição de x_1 da amostra em aglomerados é bimodal, com o pico da esquerda constituído principalmente por SNIas em galáxias passivas e o pico da direita composto principalmente por SNIas em galáxias ativas. Ao menos parte das SNIas no pico direito são, na verdade, contaminação vinda do campo, que possui uma grande concentração de galáxias ativas ($\sim 63\%$ na nossa amostra).

Entretanto, a posição do pico esquerdo da distribuição de x_1 das SNIas em aglomerados não coincide com a posição obtida para a amostra completa de SNIas em galáxias passivas (painel direito da Fig. 3.6): a primeira está levemente deslocada para a esquerda em relação à segunda. Para verificar a significância dessa diferença, nós comparamos as propriedades estatísticas da sub-amostra de SNIas em galáxias passivas residentes em aglomerados com a amostra completa de SNIas em galáxias passivas (veja a Fig 3.10). Os valores médio e mediano de x_1 obtidos para a primeira foram $-0,82$ e $-1,12$, e as frações de amostras aleatórias de mesmo tamanho (19 SNIas), sorteadas da amostra completa em

Figura 3.9: Distribuições dos parâmetros do modelo SALT2 c (*painel esquerdo*) e x_1 (*painel direito*), obtidas das amostras de SNIas no campo (contorno tracejado cinza) e de SNIas em aglomerados (contorno contínuo verde). No painel direito, as áreas preenchidas em vermelho e azul (com sobreposição em roxo) representam a distribuição de SNIas residentes em aglomerados com galáxias hospedeiras passivas e ativas, respectivamente (estão inclusas apenas as galáxias com bons ajustes). Cada pico da distribuição de x_1 das SNIas em aglomerados parece estar associado a um tipo de hospedeira diferente.

x_1	Média	Mediana	Desv. Pad.	MAD
Campo	0,142	0,202	1,27	0,763
Aglomerados	-0,398	-0,602	1,38	0,940
P_r	$1,9 \times 10^{-3}$	2×10^{-4}	0,232	0,104
c	Média	Mediana	Desv. Pad.	MAD
Campo	-0,0113	-0,0270	0,121	0,069
Aglomerados	-0,0251	-0,0360	0,113	0,073
P_r	0,218	0,301	0,311	0,332

Tabela 3.7: Medidas estatísticas (média, mediana, desvio padrão e desvio absoluto mediano) para as distribuições de x_1 e c das 48 SNIas dentro e das 1015 SNIas fora de aglomerados. P_r foi obtido com 20.000 amostras aleatórias.

Figura 3.10: Comparação entre as distribuições de x_1 da amostra completa de SNIas em galáxias passivas (contorno vermelho, sem preenchimento) e da amostra de SNIas em galáxias passivas em aglomerados (sem contorno, preenchimento vermelho). O pico da distribuição da amostra em aglomerados está deslocado para valores menores de x_1 .

	α	β	M_B	MAD_{HR}	σ_{int}
Campo	0,180(09)	3,26(08)	-19,337(08)	0,155	0,16
Aglomerados	0,156(22)	2,46(32)	-19,389(30)	0,115	0,13
P_r	0,320	0,085	0,129	0,104	0,556

Tabela 3.8: Parâmetros de dispersão, desvio absoluto mediano dos resíduos de Hubble e dispersão intrínseca calculados para as amostras de SNIas no campo e em aglomerados (contendo 1015 e 48 SNIas, respectivamente). A probabilidade P_r foi calculada com 5.000 amostras aleatórias.

galáxias passivas, que alcançaram valores ainda menores foram de 5% e 0,6%, respectivamente. Esse resultado indica que o ambiente de aglomerados intensifica a preferência de galáxias passivas por SNIas mais breves, possivelmente através da seleção de hospedeiras mais velhas; essa hipótese é investigada na seção 3.5.3. Uma comparação similar foi feita entre as distribuições de x_1 para SNIas em galáxias ativas, e nenhuma diferença significativa foi encontrada.

Em relação aos parâmetros de dispersão, resíduos de Hubble e dispersão intrínseca, nenhuma diferença significativa pôde ser identificada entre as amostras de SNIas em aglomerados e no campo, apesar de β , M_B , σ_{int} e HR seguirem a mesma tendência observada na comparação entre SNIas em galáxias passivas e ativas. A Tabela 3.8 mostra que a probabilidade P_r é bastante alta para todos os parâmetros.

Devido ao seu pequeno tamanho (veja a Tabela 3.2), nós não realizamos um ajuste dos parâmetros de dispersão específico para a sub-amostra de SNIas em galáxias passivas em aglomerados. Esse ajuste envolve muitos parâmetros livres e, portanto, resultaria em incertezas muito grandes. Para verificar a existência de possíveis diferenças em M_B de maneira indireta, nós calculamos μ_{exp} com os parâmetros de dispersão obtidos da amostra completa de SNIas em galáxias passivas e comparamos a média de HR da sub-

amostra em aglomerados com a média de HR da sub-amostra no campo. Apesar do HR da sub-amostra em aglomerados apresentar um *offset* de $-0,084$ em relação ao HR da sub-amostra no campo, 10% das amostras aleatoriamente selecionadas da amostra completa de SNias em galáxias passivas conseguem alcançar diferenças ainda mais negativas. Uma amostra maior de SNias em aglomerados é necessária para determinar se tal desvio é significativo. Se confirmado que esse *offset* é algo mais do que uma flutuação estatística, ele em princípio poderia explicar o desvio existente nas distâncias determinadas com o mapeamento *Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey* (Suzuki et al., 2012) em relação às distâncias de outros mapeamentos.

3.5.2 Comparação com amostras mistas

Dado que existem diferenças entre SNias hospedadas em galáxias passivas e ativas, é importante verificar se as propriedades da amostra de SNias em aglomerados podem ser imitadas por amostras contendo a mesma proporção de hospedeiras passivas e ativas, que chamamos de *amostras mistas*. Como 4,2% das SNias não tiveram hospedeiras identificadas e 30,4% das restantes têm hospedeiras com ajustes ruins, a composição da nossa amostra de SNias em aglomerados não é perfeitamente conhecida. Com base nas galáxias hospedeiras com bons ajustes, nós estimamos que a amostra em aglomerados deve ser composta por aproximadamente 65% de galáxias passivas e 35% de galáxias ativas.

Nós comparamos as propriedades da amostra em aglomerados com as propriedades de amostras mistas de composições diferentes, variando de 50% a 100% de hospedeiras passivas. Em todas as comparações, as distribuições de cor e os parâmetros de dispersão eram compatíveis, enquanto que a distribuição de x_1 da amostra em aglomerados apresentou uma média e uma mediana menores do que as médias e medianas das amostras mistas. Como uma fração maior de hospedeiras passivas diminui o valor médio de x_1 , a compatibilidade entre as amostras cresce continuamente com o aumento da fração de hospedeiras passivas na amostra mista. Como mostra a Tabela 3.9 e a Fig. 3.11, é improvável que uma amostra mista de mesmo tamanho e composição que a amostra em aglomerados possa alcançar um valor tão baixo para a mediana de x_1 . Ignorando a composição estimada para a amostra em aglomerados, ela seria mais compatível com amostras contendo apenas SNias em galáxias passivas. Uma escolha intermediária de composição talvez fosse a mais adequada para imitar a amostra em aglomerados; entretanto, na seção 3.6.4 nós mostramos que para SNias mais ao centro do aglomerado a diferença em x_1 é significativa até mesmo para amostras com alto conteúdo de hospedeiras passivas.

3.5.3 A importância da idade da hospedeira

A relação entre a idade das galáxias e a densidade de seu ambiente é um fato bem estabelecido: galáxias passivas em regiões muito densas – como em aglomerados ricos de galáxias, em especial em sua região central – são, em média, ~ 2 bilhões de anos mais velhas que galáxias passivas em ambientes menos densos, conforme mostrou Thomas et al. (2005) a partir do espectro de 54 e 70 galáxias elípticas em ambientes de alta e baixa densidades, respectivamente. Utilizando apenas dados fotométricos, nós verificamos se essa diferença em idade podia ser detectada entre nossas amostras de galáxias hospedeiras passivas residentes dentro e fora de aglomerados de galáxias. A Fig. 3.12 salienta

70% passivas	Valor	P_r^{70}	100% passivas	Valor	P_r^-
α	0,194	0,193	α	0,221	0,072
β	2,88	0,224	β	2,64	0,355
M	-19,37	0,386	M	-19,43	0,215
MAD_{HR}	0,16	0,049	MAD_{HR}	0,16	0,038
σ_{int}	0,13	0,446	σ_{int}	0,12	0,488
c mediano	-0,040	0,393	c mediano	-0,042	0,426
MAD_c	0,067	0,279	MAD_c	0,069	0,344
x_1 mediano	-0,179	0,019	x_1 mediano	-0,458	0,241
MAD_{x_1}	0,86	0,241	MAD_{x_1}	0,80	0,129

Tabela 3.9: Médias dos valores obtidos para os parâmetros de 5.000 amostras mistas aleatórias compostas por 70% de SNIas em galáxias passivas e 30% de SNIas em galáxias ativas (colunas da esquerda), e por 100% de SNIas em galáxias passivas (colunas da direita). P_r^{70} e P_r^- são as frações das respectivas amostras mistas que alcançaram os valores da amostra de SNIas em aglomerados.

Figura 3.11: Comparação entre medianas e MADs de x_1 calculadas com diferentes amostras. O losango azul, o quadrado vermelho, o triângulo cinza e o disco verde representam os valores obtidos para as amostras de SNIas em galáxias ativas, em galáxias passivas, no campo e em aglomerados, respectivamente. A região sombreada representa o espaço de parâmetros populado por 68% (região mais escura) e 95% (região mais clara) das amostras mistas aleatórias compostas por 70% de SNIas em galáxias passivas, e o $\times$ indica seu valor médio. Os contornos em vermelho representam a região populada por 68% (contorno contínuo) e 95% (contorno tracejado) das amostras aleatórias compostas por 100% de SNIas em galáxias passivas. Todas as amostras aleatórias contém 48 SNIas.

Figura 3.12: Comparação entre as distribuições de idade das galáxias hospedeiras da amostra completa de passivas (contorno vermelho, sem preenchimento) e da sub-amostra de passivas em aglomerados (sem contorno, preenchimento vermelho). A distribuição da amostra em aglomerados está deslocada para idades mais altas.

que as hospedeiras passivas da nossa amostra em aglomerados realmente são, em média, mais velhas que as hospedeiras passivas em geral. Entretanto, a significância obtida com nossas amostras não é suficiente para comprovar essa diferença de forma genérica, isto é, para toda a população de hospedeiras passivas em aglomerados: um teste K–S retornou um valor de 0,157 na comparação das duas amostras; além disso, através de 20.000 reamostragens de galáxias passivas, nós obtivemos 1.206 (6%) de amostras que alcançaram uma idade média superior à obtida da amostra em aglomerados. Comparada com o trabalho de [Thomas et al. \(2005\)](#), essa falta de significância estatística é provavelmente causada pelo menor tamanho da nossa amostra em aglomerados (19 contra 54) e pela pior qualidade dos dados (fotometria contra espectroscopia).

A indicação de que galáxias passivas em aglomerados poderiam hospedar SNIas mais breves que galáxias passivas no campo nos motivou a buscar por possíveis explicações para essa preferência. Primeiramente, correlações significativas entre x_1 e a idade da galáxia hospedeira já haviam sido publicadas por [Gupta et al. \(2011\)](#), que mostrou que galáxias mais velhas hospedam SNIas mais breves, em média. Embora essa tendência possa ser atribuída a um reflexo das distinções entre SNIas em galáxias ativas e passivas (uma vez que galáxias mais antigas são, em geral, passivas), ela parece permanecer mesmo entre as SNIas em galáxias passivas: [Gallagher et al. \(2008\)](#) já salientou que galáxias elípticas com idades maiores que 5 bilhões de anos hospedam SNIas que são, em média, ~ 1 mag menos luminosas do que as SNIas em galáxias elípticas mais novas. Se a correlação entre largura de curva de luz e luminosidade, como indicam os dados, não depende do ambiente da SNIa, o resultado de [Gallagher et al. \(2008\)](#) indica que SNIas em galáxias elípticas mais velhas devem apresentar, em geral, um x_1 menor. Essa conclusão foi confirmada pela nossa amostra de SNIas em galáxias passivas: conforme mostra a Fig. 3.13, galáxias passivas mais velhas hospedam SNIas com um x_1 médio menor. A significância da diferença entre os x_1 médios das amostras é pouco afetada pela idade escolhida

Figura 3.13: Comparação entre distribuições de x_1 para 62 SNIas hospedadas por galáxias passivas velhas (Idade > 7 Gyr, contorno contínuo roxo) e 100 SNIas hospedadas por galáxias passivas novas (Idade < 7 Gyr, contorno tracejado amarelo). SNIas em galáxias passivas velhas são, em média, mais breves.

para diferenciar galáxias jovens e velhas, de forma que o resultado pôde ser confirmado para o corte de 5 bilhões de anos proposto por [Gallagher et al. \(2008\)](#) e para cortes mais elevados como o de 7 bilhões de anos apresentado na Fig. 3.13 (para a nossa amostra de SNIas em galáxias passivas, cortes mais elevados produzem uma diferença mais significativa entre as sub-amostras). Um teste K–S para as sub-amostras da Fig. 3.13 indica que a chance das duas virem da mesma população é de $5,7 \times 10^{-5}$.

3.5.4 Correlação com a massa da hospedeira

Diversos autores mostraram que os resíduos de Hubble de SNIas estão correlacionados com a massa da galáxia hospedeira (e.g. [Gupta et al., 2011](#); [Lampeitl et al., 2010](#)). A Fig. 3.14 apresenta a correlação obtida para as nossas amostras de SNIas no campo e em aglomerados. Ambas as amostras apresentam uma relação compatível na qual galáxias mais massivas tendem a hospedar SNIas que indicam distâncias menores. A probabilidade P_r de uma amostra aleatória apresentar um ajuste linear para a relação entre HR e a massa da hospedeira com um coeficiente angular igual ou mais acentuado que o obtido para a amostra em aglomerados foi estimada em 7,5%.

3.6 Robustez dos resultados

Para verificar como nossas conclusões dependem da metodologia adotada, nós refizemos a análise aplicando as seguintes variações, uma por vez: utilizamos cortes mais restritivos no plano x_1 – c , comparamos a amostra em aglomerados com amostras aleatórias de mesma distribuição em *redshift*, assumimos um raio físico menor para o aglomerado durante o teste de projeção, e estimamos as propriedades das galáxias hospedeiras sem as fotome-

Figura 3.14: Correlação entre o resíduo de Hubble HR da SNIa e a massa de sua galáxia hospedeira obtida para as amostras em aglomerados (pontos verdes) e no campo (pontos cinzas). As linhas tracejada preta e contínua verde são os ajustes lineares para as amostras de SNIas no campo e em aglomerados, e apresentam coeficientes angulares $-0,082 \pm 0,015$ e $-0,191 \pm 0,078$, respectivamente. Ambas as amostras apresentam anti-correlações que são compatíveis entre si (as linhas laranja com preenchimento amarelo delimitam a região populada pelos coeficientes angulares obtidos de 68% das amostras aleatórias de 32 SNIas – o tamanho da amostra de SNIas em aglomerados com bons ajustes para as galáxias hospedeiras). As barras de erro não foram desenhadas para facilitar a visualização.

Amostra	SNIas	c/ ajuste da hosp.	Ativas	Passivas
Aglomerados	45	30	8	19
Campo	896	602	385	122

Tabela 3.10: Quantidade de SNIas nas amostras de campo e de aglomerados após o corte elíptico da Fig. 3.15. As colunas mostram, da esquerda para a direita: a amostra, o número de SNIas selecionadas, o tamanho da sub-amostra com galáxias hospedeiras com bons ajustes e o tamanho das sub-amostras com hospedeiras classificadas como galáxias ativas e passivas.

trias do GALEX e do UKIDSS. Os resultados obtidos em cada caso são apresentados abaixo.

3.6.1 Cortes extras em x_1 e c

Para verificar se nossos resultados dependem das caudas das distribuições ou de valores atípicos e para garantir uma menor contaminação por CC-SNs, nós aplicamos aos dados o corte elíptico sugerido por [Campbell et al. \(2013\)](#). Esse corte – apresentado na Fig. 3.15 – foi escolhido através de simulações e tem o objetivo de remover uma grande fração de CC-SNs com o mínimo de perda em SNIas. A Tabela 3.10 apresenta o tamanho das amostras após a aplicação desses cortes.

Nenhuma das diferenças observadas entre as amostras nas seções anteriores mudou significativamente após a aplicação desse corte, de forma que nossas conclusões perma-

Figura 3.15: Distribuição de SNIAs no espaço de parâmetros x_1 - c e a região escolhida para ser analisada separadamente (delimitada pelo contorno elíptico em preto). A elipse é centrada em $x_1 = c = 0$ e possui semi-eixos maior $a_{x_1} = 3$ e menor $a_c = 0,25$. Os pontos cinzas e verdes representam SNIAs na amostra de campo e de aglomerados, respectivamente.

neceram as mesmas. Um resultado um pouco mais sutil foi a comparação entre as larguras das distribuições de x_1 das amostras de SNIAs em galáxias passivas e ativas. Após a aplicação do corte, a diferença permaneceu significativa apenas no cálculo do desvio padrão, uma vez que a probabilidade P_r^* para o MAD chegou a 0,20. Esse resultado corrobora a hipótese de que a amostra de SNIAs em galáxias passivas inclui algumas SNIAs extras nas caudas da sua distribuição, mas que ainda estão presentes no intervalo $-3 \lesssim x_1 \lesssim 3$.

Ao comparar a amostra completa de SNIAs em galáxias passivas com a sub-amostra em galáxias passivas em aglomerados, as significâncias das diferenças entre as médias e medianas de x_1 foram levemente reforçadas: as frações P_r^- de amostras aleatórias de SNIAs em galáxias passivas que conseguiram ultrapassar a média e a mediana da sub-amostra em aglomerados foram de 0,011 e 0,002, respectivamente, indicando que essas diferenças não são causadas por contaminação por CC-SNs. Todas as outras comparações relacionadas a x_1 mantiveram níveis similares de significância.

3.6.2 Testes de dependência em *redshift*

Mesmo sendo parecidas as distribuições em *redshift* das amostras de SNIAs no campo e em aglomerados, nós verificamos se nossos resultados podiam ser causados por algum tipo de seleção por *redshift*. Nós dividimos a amostra de SNIAs em aglomerados em intervalos de *redshift* de 0,05 de largura e selecionamos, do nosso conjunto completo de SNIAs, 5.000 amostras aleatórias com o mesmo número de SNIAs em cada intervalo; essas amostras foram chamadas de *amostras de mesmo z*.

Todos os resultados da seção 3.5.1 foram reobtidos com níveis de significância muito parecidos. Nós não realizamos a comparação entre a amostra em aglomerados e as amostras mistas uma vez que a amostra de SNIAs em galáxias passivas não é grande o suficiente para cobrir todo o espaço de parâmetros em cada intervalo de *redshift*.

Como um teste de consistência, nós também buscamos por possíveis diferenças entre as amostras de mesmo z e nosso conjunto completo de SNIas. Nenhuma propriedade das amostras de mesmo z se mostrou diferente das propriedades do conjunto completo uma vez que, para todas elas, ao menos 10% das amostras de mesmo z atingiram os valores calculados para o conjunto completo. Esse teste mostra que é improvável que as diferenças observadas sejam causadas por seleção de intervalos diferentes de *redshift*.

3.6.3 Exclusão da fotometria do GALEX e do UKIDSS

Uma vez que a combinação de fotometria de galáxias de diferentes mapeamentos pode introduzir problemas como a associação de objetos errados entre os catálogos e pequenas diferenças entre medidas de magnitude e suas calibrações, nós também analisamos os dados utilizando apenas a fotometria do SDSS para determinar as propriedades das galáxias hospedeiras. Os efeitos da exclusão das fotometrias do GALEX e do UKIDSS na estimação das propriedades das galáxias foi investigada em [Gupta et al. \(2011\)](#) e, em geral, ela aumenta as incertezas sobre as propriedades, especialmente para a sSFR. Além disso, ela comprime as idades estimadas para um intervalo menor centrado em 6 bilhões de anos. Esses efeitos foram reobservados neste trabalho. A eliminação da fotometria do GALEX e UKIDSS apenas afeta as análises que envolvem propriedades da galáxia hospedeira. Portanto, todas as conclusões relacionadas às amostras de campo e de aglomerados permaneceram iguais.

Embora a significância tenha mudado com o uso exclusivo da fotometria do SDSS, as mudanças foram pequenas e não afetaram nossas conclusões. Todas as diferenças entre as SNIas em galáxias passivas e ativas permaneceram significativas, assim como a diferença entre as distribuições de x_1 das amostras de SNIas em galáxias passivas novas e velhas. Por outro lado, a diferença entre as medianas de x_1 da amostra em aglomerados e da amostra mista com 70% de hospedeiras passivas perdeu a significância já que a fração de amostras mistas aleatórias que alcançaram a mediana de x_1 da amostra em aglomerados chegou a 0,07. Porém, durante a comparação das amostras mistas com a amostra de SNIas em centros de aglomerados (construída com um raio máximo projetado de 1 Mpc – veja a seção 3.6.4) a diferença permaneceu significativa.

3.6.4 Redução do raio de projeção do aglomerado

Nós repetimos nossas análises com uma amostra de SNIas em aglomerados criada a partir de um teste de projeção com um raio físico de 1,0 Mpc. Além de selecionar SNIas das regiões mais centrais do aglomerado, um raio menor também deve reduzir a contaminação da amostra por SNIas de campo. Por outro lado, o tamanho total da amostra foi reduzido de 48 para 31 SNIas. Essas mudanças apenas afetam as análises envolvendo a amostra em aglomerados, de forma que as comparações entre as amostras em galáxias passivas e ativas e entre SNIas em galáxias passivas novas e velhas ficam inalteradas.

A maioria dos resultados obtidos nessa análise foi consistente com os resultados obtidos com o raio de 1,5 Mpc. Algumas exceções apareceram na forma de intensificações dos sinais anteriores: com a redução do raio de projeção, a distribuição de x_1 das SNIas em aglomerados se deslocou para valores menores, aumentando a diferença entre esta e a amostra de SNIas no campo. Sua média e mediana chegaram a $-0,75$ e $-1,12$, respecti-

	x_1 médio	x_1 mediano	c médio	c mediano
Campo	0,142	0,202	-0,0113	-0,0270
Passivas	-0,328	-0,475	-0,0278	-0,0439
1,5 Mpc	-0,398	-0,602	-0,0251	-0,0360
P_r	$1,9 \times 10^{-3}$	2×10^{-4}	0,218	0,301
P_r^-	0,347	0,241	0,426	0,347
1,0 Mpc	-0,750	-1,118	-0,0410	-0,0454
P_r	1×10^{-4}	$\lesssim 10^{-4}$	0,081	0,224
P_r^-	0,026	6×10^{-4}	0,246	0,431

Tabela 3.11: Média e mediana dos parâmetros x_1 e c do modelo SALT2, obtidos das amostras de SNIas no campo, em galáxias passivas, e em aglomerados com um raio de projeção de 1,5 Mpc e 1,0 Mpc. Após cada um dos valores das amostras em aglomerados nós apresentamos as probabilidades P_r e P_r^- de que um valor mais extremo possa ser alcançado por seleções aleatórias de SNIas da amostra completa e da amostra em galáxias passivas, respectivamente.

vamente, e a probabilidade P_r desse resultado poder ser obtido aleatoriamente da amostra completa de SNIas chegou a 10^{-4} para a média e a menos que isso para a mediana. Ao comparar com a amostra de SNIas em galáxias passivas, P_r^- alcançou 0,026 para a média e 6×10^{-4} para a mediana de x_1 . A Tabela 3.11 compara os valores obtidos para as amostras em aglomerados com raio de projeção de 1,5 e 1,0 Mpc e as probabilidades P_r e P_r^- deles serem obtidos das amostras completa e em galáxias passivas, respectivamente.

Esses resultados indicam que um raio menor é mesmo capaz de reduzir a contaminação por SNIas de campo ou que são as SNIas mais ao centro do aglomerado as responsáveis pelas diferenças observadas em relação as SNIas de campo. Ressaltamos que, nessa nova amostra de SNIas em aglomerados, a fração de hospedeiras identificadas como passivas subiu para 75%, o que corrobora a hipótese de que são as SNIas em galáxias passivas que causam as diferenças na distribuição de x_1 . Por fim, essa intensificação das diferenças em x_1 concorda qualitativamente com a conexão das propriedades das SNIas com a idade das galáxias hospedeiras, apresentada na seção 3.5.3, uma vez que galáxias mais velhas em geral se localizam nas regiões mais internas dos aglomerados (Balogh et al., 1999; Thomas et al., 2005).

3.7 Conclusões do capítulo

Na seção 3.4 nós confirmamos os resultados apresentados na literatura referentes à correlação das propriedades de SNIas com as propriedades de suas galáxias hospedeiras. Em resumo, mostramos que SNIas em galáxias passivas, em comparação com as SNIas em galáxias ativas: (a) apresentam um x_1 médio menor (veja a Fig. 3.6); (b) são ~ 1 mag mais luminosas após as correções baseadas em x_1 e c ; e (c) apresentam um parâmetro de dispersão β menor. Nós também confirmamos que (d) as propriedades das galáxias hospedeiras não influem no parâmetro de dispersão α .

Ao contrário de outros trabalhos, (e) nós não detectamos nenhuma diferença significativa na distribuição dos resíduos de Hubble ao comparar as amostras de SNIas em galáxias passivas e ativas: apesar do desvio absoluto mediano e da dispersão intrínseca das SNIas

em hospedeiras passivas ser menor, eles se mostraram consistentes com os obtidos com as SNIas em hospedeiras ativas. Isso indica que as diferenças que podem ser observadas entre as duas amostras devem vir de alguns poucos objetos da amostra de SNIas em galáxias ativas que apresentam grandes desvios nos resíduos de Hubble. Os itens (b) a (e) acima são apresentados na Tabela 3.5. Nós também mostramos que nossa amostra de SNIas em galáxias passivas apresenta uma distribuição de x_1 significativamente mais larga que nossa amostra em galáxias ativas (veja a Tabela 3.4).

Em relação às SNIas em aglomerados, nós concluímos que sua distribuição em x_1 é diferente da observada para SNIas no campo: ela está deslocada para valores menores, e a probabilidade desse desvio surgir numa amostra selecionada aleatoriamente foi estimada em 2×10^{-4} . Apesar dessa diferença poder ser explicada por uma concentração de galáxias passivas maior que a estimada para a amostra (de 65%, veja a seção 3.5.2), essa explicação não é suficiente para dar conta da diferença observada nas regiões mais internas do aglomerado (veja a seção 3.6.4). Mais ainda, nós encontramos evidências de que SNIas hospedadas em galáxias passivas dentro de aglomerados hospedam SNIas com um x_1 médio ainda menor do que as hospedadas em galáxias passivas fora de aglomerados (veja a Fig. 3.10). Essa diferença deve ser causada pela idade mais elevada das galáxias passivas residentes em aglomerados ricos (Thomas et al., 2005): como mostramos na seção 3.5.3, galáxias passivas mais velhas hospedam SNIas com um x_1 médio menor do que as galáxias passivas mais jovens (veja a Fig. 3.13), uma conclusão compatível com a apresentada por Gallagher et al. (2008). Os resultados deste capítulo foram publicados em Xavier et al. (2013).

Outras características de SNIas em aglomerados – suas distribuições de cor e de resíduos de Hubble e seus parâmetros de dispersão – se mostraram compatíveis com as características de SNIas no campo, embora todas elas sigam as mesmas tendências observadas quando comparamos SNIas em galáxias passivas com SNIas em galáxias ativas. Para verificar se essas tendências são reais, serão necessárias amostras maiores de SNIas. Projetos em andamento como o *Dark Energy Survey*⁴ (DES) e o *Panoramic Survey Telescope & Rapid Response System*⁵ (Pan-STARRS), e projetos planejados para entrar em operação num futuro próximo como o J-PAS devem, cada um, aumentar as amostras de SNIas em um fator de quatro ou mais. A combinação de dados de SNIas do SDSS com os dados de outros projetos, contanto que eles se sobreponham a catálogos de aglomerados, também pode elevar o número de SNIas disponíveis para esse tipo de estudo. Porém, essa combinação pode encontrar entraves como a existência de diferenças sistemáticas entre as amostras. Outra forma interessante de aprimorar nossos resultados seria através da espectroscopia das galáxias hospedeiras e dos aglomerados de galáxias, que poderia ser obtida, por exemplo, da base de dados do projeto BOSS. Esse tipo de dado apuraria tanto a determinação das propriedades das hospedeiras quanto a identificação de SNIas residentes em aglomerados.

Uma abordagem interessante e que pode contribuir para esse tipo de estudo de maneira significativa é a utilização de mapeamentos fotométricos em filtros de banda estreita para observar tanto as SNs quanto as galáxias hospedeiras e os aglomerados. Um projeto desse tipo tem a capacidade de ser massivo e, ao mesmo tempo, prover medidas bastante precisas dos *redshifts* dos aglomerados e das propriedades das galáxias hospedeiras. As

⁴<http://www.darkenergysurvey.org>

⁵<http://pan-starrs.ifa.hawaii.edu>

características desse tipo de projeto, particularmente em relação às observações de SNIas, são investigadas em detalhe no capítulo seguinte.

Capítulo 4

Um método inovador para a ciência de SNs

4.1 O potencial dos filtros de banda estreita

O uso de supernovas na cosmologia e o estudo de suas propriedades e de suas relações com seu ambiente até hoje se apoiaram num número relativamente pequeno de observações precisas. SNias com ao menos um espectro medido somam cerca de 1000 se juntarmos diferentes conjuntos de dados (Guy et al., 2010; Suzuki et al., 2012; Kessler et al., 2010a), sendo que o número de CC-SNs é ainda menor. Essa quantidade restrita de objetos observados está ligada à sua raridade (Carroll and Ostlie, 1996) e à dificuldade em se alocar recursos espectroscópicos necessários para sua tipificação e para a determinação de seu *redshift* durante seu curto tempo de vida de alguns meses.

Para ter acesso a conjuntos de dados maiores, muitos estudos de supernovas utilizaram amostras nas quais as SNs são observadas apenas através de fotometria, sendo que seu *redshift* é determinado pela espectroscopia de suas galáxias hospedeiras (e.g., Dilday et al., 2010; Lampeitl et al., 2010; Xavier et al., 2013). Essa abordagem vem sendo adotada de forma sistemática, como demonstra o projeto auxiliar do mapeamento BOSS para galáxias hospedeiras (Campbell et al., 2013; Dawson et al., 2013), e deve se intensificar no futuro: das 4000 SNias do projeto DES que devem ter algum tipo de *spec-z*, apenas 20% terão seus próprios espectros medidos (Bernstein et al., 2012). Contudo, essa estratégia ainda representa um gargalo para as amostras (~ 2.500 das cerca de 4.650 potenciais supernovas do SDSS ainda permanecem sem nenhum tipo de *spec-z*) e ignora informações valiosas contidas no espectro das SNs. Ademais, ela provavelmente será inviável para experimentos como o LSST, que deve observar $\sim 10^7$ SNe (LSST collaboration, 2009).

As amostras de SNs costumam ser limitadas de alguma forma mesmo em relação às observações fotométricas. Em grandes mapeamentos com múltiplos objetivos, necessidades específicas quanto à distribuição temporal das observações restringem as buscas por SNs a pequenas frações do tempo e da área total dos projetos. O mapeamento de SNs do SDSS, por exemplo, ficou limitado aos meses de setembro a novembro dos anos de 2005 a 2007 e cobriu uma região de 300 deg^2 (Frieman et al., 2008), sendo que o projeto funciona desde 2000 e já imageou mais de 10.000 deg^2 . Já o mapeamento de SNs do DES deve utilizar 32% do tempo total do projeto e observar menos de 1% de sua área total (Bernstein et al., 2012).

Um mapeamento do céu em um conjunto contínuo de filtros estreitos (100–200 Å de largura de banda) possui diversas características interessantes para fazer frente aos entraves citados acima. Como as linhas espectrais das SNs são bastante largas (veja Fig.

2.1 e Filippenko, 1997), tais filtros conseguem resolvê-las e podem contribuir para vários estudos que dependem desse tipo de informação (veja a seção 1.4). Além disso, por funcionar como um espectrógrafo de baixa resolução acoplado a uma unidade de campo integral (IFU), uma rica informação sobre a hospedeira da SN – ou, melhor ainda, sobre seu ambiente local – se torna disponível automaticamente. Esse tipo de informação pode nos ajudar a determinar as propriedades das estrelas progenitoras de SNIs (Galbany et al., 2012).

Em relação à necessidade de se determinar o *redshift* das SNs, Benitez et al. (2009) e Benitez et al. (em preparação) mostraram que com filtros estreitos é possível atingir uma precisão no *photo-z* de $\sigma_z = 0,003(1+z)$ para galáxias vermelhas luminosas (LRGs), e na seção 4.6.4 mostramos que uma precisão similar pode ser obtida da fotometria da própria supernova. Todas essas informações se tornam acessíveis sem o auxílio de observações espectroscópicas.

Por fim, o grande número de filtros estreitos presentes num conjunto que cubra a região do visível já exige, por si só, que a mesma região do céu seja imageada diversas vezes, tornando a estratégia de observação de supernovas compatível com estratégias adotadas para galáxias. Ou seja, o mapeamento de supernovas pode ser feito em toda área do survey e durante todo o seu tempo de operação.

As vantagens e capacidades das observações de SNs em filtros estreitos se tornam mais claras ao comparar as superfícies espectrais acessíveis a elas com a observações acessíveis a filtros largos. A Fig. 4.1 mostra que, enquanto filtros largos resolvem apenas um pico de luminosidade, quase todas as linhas espectrais de uma SN são observáveis em filtros estreitos, o que explica seu *photo-z* de alta precisão. Essa figura também enfatiza que o relevante em observações de supernovas é determinar a forma de sua superfície espectral por inteiro, e não a forma de curvas de luz individuais (em outras palavras, o relevante é determinar o conjunto de curvas de luz que são correlacionadas entre si). Ao ajustar aos dados um modelo como o SALT2, buscamos caracterizar a superfície espectral inteira com apenas cinco parâmetros. Essas reflexões esclarecem como é possível, com filtros estreitos, obter boa precisão nos parâmetros do modelo SALT2 mesmo com apenas duas observações por filtro: basta que as várias observações – mesmo que em filtros diferentes – estejam razoavelmente bem distribuídas sobre f_{obs} .

Neste capítulo nós investigamos em detalhe, através de simulações de fotometria, as características esperadas para observações de supernovas (em especial as de tipo Ia) feitas com filtros de banda estreita. Nós utilizamos o pacote de programas SNANA (Kessler et al., 2009b), capaz de simular dados com bastante precisão, e adotamos o projeto J-PAS (Benitez et al., em preparação) como guia para as características instrumentais e observacionais necessárias como parâmetros de entrada. Parte dos resultados apresentados aqui foram publicados em Xavier et al. (2014).

4.2 O processo de simulação de dados do SNANA

4.2.1 Simulação das superfícies espectrais

Para simular dados fotométricos, o programa SNANA primeiro seleciona aleatoriamente um *redshift* z para uma SN de acordo com uma taxa volumétrica anual (livre de efeitos

Figura 4.1: Superfícies espectrais de uma SNIa em $z = 0,25$ convoluídas com funções *top-hat* de 1000 e 100 Å de largura, representando a resolução acessível a filtros largos (painel esquerdo) e estreitos (painel direito), respectivamente. Observações podem ser representadas por um conjunto de pontos localizados em épocas e comprimentos de onda específicos. O painel esquerdo mostra observações típicas em banda larga, e o painel direito apresenta uma possível estratégia de observação com filtros estreitos. As observações aqui representadas não incluem erros e as unidades de f_{obs} são arbitrárias.

de seleção observacionais) específica para o seu tipo [Ia (Dilday et al., 2008) ou *Core-Collapse* (Kessler et al., 2010b)]:

$$\frac{dN_{\text{Ia}}}{dz} = 2,6 \times 10^{-5} (1+z)^{1,5} h_{70}^3 \text{ Mpc}^{-3} \text{ ano}^{-1}, \quad (4.1)$$

$$\frac{dN_{\text{CC}}}{dz} = 6,8 \times 10^{-5} (1+z)^{3,6} h_{70}^3 \text{ Mpc}^{-3} \text{ ano}^{-1}, \quad (4.2)$$

onde $h_{70} \equiv H_0 / (70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1})$. Em seguida, uma galáxia hospedeira (sintética) em um *redshift* próximo é selecionada de uma biblioteca descrita na seção 4.2.3. Essa galáxia tem a função de introduzir um erro adicional (ruído de Poisson) à fotometria (veja a seção 4.2.2) e de associar seu *photo-z* à SN, que pode ser utilizado como *prior* numa etapa de análise posterior.

Para gerar o sinal do dado fotométrico, o SNANA utiliza algum modelo de superfície espectral de SNs. No caso da simulação de SNIas, utilizamos o modelo SALT2 descrito na seção 2.4, sendo que seus parâmetros x_1 e c foram sorteados de distribuições gaussianas de média zero e desvios padrão 1,3 e 0,1 e foram limitados a $-5 < x_1 < 5$ e $-0,4 < c < 0,4$, respectivamente. O instante de máxima luminosidade t_0 foi selecionado de uma distribuição uniforme e a normalização x_0 foi calculada a partir de:

$$x_0 = 10^{-0,4(m_B^* - M_B - 30)}, \quad (4.3)$$

$$m_B^* - M_B = \mu(z) - \alpha x_1 + \beta c, \quad (4.4)$$

com $M_B = -19,635$ ¹, $\alpha = 0,11$ e $\beta = 2,60$ (Richardson et al., 2002; Kessler et al., 2009a). Para determinação de $\mu(z)$ e para o cálculo do volume do mapeamento, adotamos um modelo cosmológico Λ CDM plano com $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ e $\Omega_m = 0,3$. Para simular

¹ As magnitudes do modelo SALT2 apresentam um *offset* em relação às magnitudes AB. O valor de M_B utilizado aqui corresponde, para $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, a $M_B^{(\text{AB})} = -19,095$.

Figura 4.2: Exemplo de superfície espectral de uma SNIbc utilizada nas simulações, correspondente ao modelo “Nugent Ibc” da Tabela 4.1. O comprimento de onda λ_{em} é dado em angstroms, o intervalo de tempo a partir do máximo Δt_{em} é dado em dias e a densidade de fluxo f é apresentada em unidades arbitrárias.

a dispersão intrínseca σ_{int} das SNIs nós introduzimos uma dispersão gaussiana de 0,14 mag na magnitude m_B^* calculada a partir da Eq. 4.4.

No caso da simulação de CC-SNs, as superfícies espectrais utilizadas foram os modelos (*templates*) de Peter Nugent originais², além de versões modificadas para que sua fotometria em banda larga se igualasse às obtidas de CC-SNe observadas pelo SDSS (veja a Tabela 4.1). Os modelos de Peter Nugent foram construídos através da média e da interpolação de diversas observações espectroscópicas (Cappellaro et al., 1997; Gilliland et al., 1999; Hamuy et al., 2002; Baron et al., 2004; Levan et al., 2005). A Tabela 4.1 também mostra a fração de CC-SNs simuladas que foram retiradas de cada modelo espectral, sua normalização (parametrizada pela magnitude AB absoluta na banda B , na época de luminosidade máxima) e a dispersão gaussiana de sua luminosidade (coerente, isto é, igual para todas as épocas e comprimentos de onda) aplicada a cada realização do modelo. Esses valores foram baseados no trabalho de Li et al. (2011). Como exemplo, as Figs. 4.2 e 4.3 apresentam os modelos de Nugent para SNs de tipos Ibc e IIL, respectivamente.

Para simular a extinção das superfícies espectrais de CC-SNs causada por poeira da galáxia hospedeira, utilizamos a curva de O’Donnell (1994) com uma razão entre extinção total e seletiva $R_V = 2,22$ e uma extinção na banda V , A_V , sorteada com probabilidade $f(A_V)dA_V = \exp(-A_V/0,334)dA_V$ e limitada a $-1 < A_V < 1$.³ A superfície espectral é então transformada para o referencial do observador através da Eq. 2.18.

Tanto as superfícies espectrais de SNIs como as de CC-SNs, uma vez no referencial do observador, sofrem extinção galáctica (i.e., causada pela poeira da Via Láctea) antes

²http://supernova.lbl.gov/~nugent/nugent_templates.html

³Lembramos que essa extinção não é aplicada ao modelo SALT2 de SNIs pois o parâmetro de cor c já a contabiliza.

Figura 4.3: Exemplo de superfície espectral de uma SNIIL utilizada nas simulações, correspondente ao modelo “Nugent IIL” da Tabela 4.1. O comprimento de onda λ_{em} é dado em angstroms, o intervalo de tempo a partir do máximo Δt_{em} é dado em dias e a densidade de fluxo f é apresentada em unidades arbitrárias.

Modelo	Tipo	Fração	M_B	σ_{M_B}
Nugent Ibc	Ibc	0,0500	−16,69	1,28
Nugent IIL	IIL	0,1330	−17,33	0,64
Nugent IIP	IIP	0,0952	−15,55	1,23
Nugent IIn	IIn	0,0455	−16,96	1,61
SDSS002000	Ibc	0,0500	−16,48	1,28
SDSS002744	Ibc	0,0500	−17,54	1,28
SDSS013195	Ibc	0,0500	−16,89	1,28
SDSS014492	Ibc	0,0500	−16,75	1,28
SDSS004912	Ibc	0,0500	−17,11	1,28
SDSS000018	IIP	0,0952	−16,04	1,23
SDSS001472	IIP	0,0952	−14,99	1,23
SDSS003818	IIP	0,0952	−16,06	1,23
SDSS014599	IIP	0,0952	−15,92	1,23
SDSS001114	IIn	0,0455	−16,40	1,61

Tabela 4.1: Modelos utilizados para tipificar e simular CC-SNs. As colunas mostram, da esquerda para a direita: o nome do modelo em questão, o tipo da supernova, a fração de CC-SNs simuladas com esse modelo, a magnitude absoluta média na banda B (na época de luminosidade máxima), e sua dispersão gaussiana. Todas as características espectrais foram obtidas dos modelos de Peter Nugent, sendo que os modelos ‘SDSS’ são versões modificadas para se adequarem às curvas de luz dos objetos observados pelo SDSS. Todos os valores (Fração, M_B e σ_{M_B}) foram baseados no trabalho de Li et al. (2011).

Figura 4.4: Probabilidade de um certo valor de $E(B - V)$ ser utilizado para calcular a extinção galáctica para as SNs. Essa distribuição representa a observada para a região Stripe 82 (Schlegel et al., 1998).

de passarem pelo processo de simulação de detecção com os instrumentos do telescópio (seção 4.2.2). Essa extinção também foi simulada com a curva de O'Donnell (1994) mas com $R_V = 3,1$ e um excesso de cor $E(B - V)$ retirado da distribuição observada para a Stripe 82, apresentado na Fig. 4.4. Para simular erros na determinação de $E(B - V)$, uma dispersão de 16% foi introduzida entre o valor nominal e o efetivamente utilizado na simulação das observações. Como esses erros são sistemáticos para uma dada SN, eles não são contabilizados nos erros fotométricos (descritos na seção 4.2.2) e sim na etapa posterior de análise dos dados.

4.2.2 Simulação do processo de observação

Como supernovas são fenômenos transientes cuja imagem está muitas vezes superposta à de outros objetos, é importante subtrair da sua imagem uma imagem de fundo que, em geral, contém a galáxia hospedeira. Portanto, uma única medida fotométrica de uma SN necessita de um mínimo de duas observações da mesma região do céu: uma quando a SN está presente – que chamamos de *observação de busca* (*search observation*) – e outra quando ela não está presente – que chamamos de *observação de fundo* (*template observation*). Cada observação fotométrica de uma fonte pontual é tratada na simulação como a contagem de foto-elétrons (elétrons acumulados na superfície da CCD devido à incidência de fótons) dentro da PSF, ou seja, num conjunto de $\pi(2\sigma_{\text{PSF}}/P)^2$ pixels.⁴ Essa contagem de foto-elétrons será denominada C_s para uma observação de busca e C_t para uma observação de fundo, e seu valor esperado pode ser calculado a partir da Eq. 2.19, sendo f_{obs} a soma dos espectros incidentes. Portanto, uma observação de busca deve gerar a seguinte contagem:

⁴Aqui, σ_{PSF} é o desvio padrão da PSF em abertura angular e P é o ângulo, determinado pela escala (*plate scale*) do telescópio, correspondente a uma aresta de pixel.

$$C_s = C_{\text{sn}} + C_{\text{gal}} + C_{\text{sky}} + C_R, \quad (4.5)$$

onde C_{sn} , C_{gal} e C_{sky} são as contagens de fótons provenientes da supernova, da galáxia hospedeira e da atmosfera, respectivamente, e C_R é um desvio que surge do processo de leitura da carga acumulada na CCD, que independe do tempo de exposição e que pode ser medido a partir de uma curta exposição com o diafragma da câmera fechado. Os valores esperados de C_{sky} e C_R podem ser calculados a partir da própria imagem e subtraídos:

$$C_s^{(r)} = C_s - \langle C_{\text{sky}} \rangle - \langle C_R \rangle = C_{\text{sn}} + C_{\text{gal}} + \varepsilon_{\text{sky}} + \varepsilon_R, \quad (4.6)$$

sendo que ε_{sky} e ε_R são as diferenças entre os valores realizados e esperados de C_{sky} e C_R ; ε_{sky} , por exemplo, é uma flutuação de Poisson.

Analogamente, a contagem em uma observação de fundo será:

$$C_t^{(r)} = C'_{\text{gal}} + \varepsilon'_{\text{sky}} + \varepsilon'_R, \quad (4.7)$$

onde a apóstrofe nos lembra que os valores das contagens não são exatamente os mesmos que na Eq. 4.6 devido a flutuações.⁵ Vemos que o valor esperado para a subtração $C_s^{(r)} - C_t^{(r)}$ é o valor esperado de C_{sn} . Assumindo que $C_t^{(r)}$ é na verdade formado por uma série de n observações de mesmo tempo de exposição $\Delta\tau$ que a utilizada em C_s ,

$$C_t^{(r)} = \frac{C_t^{(1)} + C_t^{(2)} + \dots + C_t^{(n)}}{n}, \quad (4.8)$$

a incerteza em C_{sn} fica:

$$\sigma_{C_{\text{sn}}} = \sqrt{C_{\text{sn}} + \left(1 + \frac{1}{n}\right) C_{\text{gal}} + \left(1 + \frac{1}{n}\right) \pi \left(\frac{2\sigma_{\text{PSF}}}{P}\right)^2 (\sigma_{\text{sky}}^2 + \sigma_R^2)}, \quad (4.9)$$

onde C_{sn} e C_{gal} são variâncias de Poisson, σ_R é o erro de leitura da CCD em elétrons por pixel, e σ_{sky}^2 é a variância de Poisson da contagem de fótons, por pixel, da emissão atmosférica, dada por:

$$\sigma_{\text{sky}}^2 = A\Delta\tau P^2 \int_0^\infty T(\lambda) f_{\text{sky}}(\lambda) \frac{\lambda}{hc} d\lambda. \quad (4.10)$$

Na equação acima, f_{sky} é o espectro do céu por arcsec² e P é a escala angular (em arcsec) compreendida, no plano focal, em uma aresta de pixel.

Para transformar a contagem de fótons C_{sn} em um fluxo F_{sn} , fazemos $F_{\text{sn}} = 10^{-0,4ZP_s} C_{\text{sn}}$, de forma que a incerteza em F_{sn} fica:

$$\sigma_{F_{\text{sn}}} = \sqrt{(0,921 \sigma_{ZP_s} F_{\text{sn}})^2 + (10^{-0,4ZP_s} \sigma_{C_{\text{sn}}})^2}, \quad (4.11)$$

onde ZP_s é o ponto zero da observação de busca e σ_{ZP_s} é a sua incerteza. Adotando o sistema de magnitudes AB, podemos usar as Eqs. 2.21 e 2.19 para estimar ZP_s a partir das características instrumentais:

⁵Note que variações nas condições observacionais, codificadas no ponto zero ZP , introduzem diferenças nas contagens esperadas. Uma contagem obtida com ZP_i pode ser traduzida em uma contagem nas condições de ZP_s através de um fator $10^{0,4(ZP_s - ZP_i)}$. Aqui assumimos que essa tradução já foi feita.

$$ZP_s = 2,5 \log_{10} \left[\frac{A \Delta \tau}{h} \int_0^\infty \frac{T(\lambda)}{\lambda} d\lambda \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2} \right] - 48,6. \quad (4.12)$$

Para simular dados de supernovas, precisamos então das seguintes características instrumentais e observacionais: o tamanho da área coletora A , os tempos de exposição em cada filtro $\Delta \tau$, as curvas de transmissão dos filtros $T(\lambda)$, o espectro do céu por arcsec^2 f_{sky} , o tamanho angular dos pixels P , o erro de leitura da CCD por pixel σ_R , o raio da PSF σ_{PSF} , o número de exposições n incorporadas na imagem de fundo e a incerteza na calibração σ_{ZP_s} . Os valores que utilizamos nas simulações foram baseados no projeto J-PAS, descrito na seção 4.3. Além dessas informações, precisamos de uma biblioteca de galáxias para determinar C_{gal} e de uma estratégia de observação que determine os dias e filtros nos quais um determinado campo deve ser observado. A primeira é descrita na seção 4.2.3 e a última na seção 4.4.

4.2.3 Biblioteca de galáxias hospedeiras

Em nossa simulação, uma biblioteca de galáxias hospedeiras atende a dois fins: introduzir ruído extra na fotometria da SN – um resíduo da subtração da imagem de fundo, veja a Eq. 4.9 – e prover um *prior* para o *redshift* da SN durante a etapa de tipificação e ajuste de modelos aos dados. Para cada entrada, nossa biblioteca contém o *redshift* verdadeiro da galáxia, seus eixos aparentes maior e menor a meia luz (nós utilizamos um perfil de deVaucouleurs), uma orientação angular, a magnitude observada em cada um dos filtros do mapeamento (no caso, os filtros do J-PAS – veja a Fig. 4.6), o seu *photo-z* e a incerteza associada.

Com exceção do *redshift* verdadeiro, do *photo-z* e de sua incerteza, todos os outros termos são utilizados exclusivamente para calcular o termo C_{gal} da Eq. 4.9: uma galáxia com um *redshift* similar ao da SN é selecionada aleatoriamente, junto com a posição da SN sobre a galáxia. O fluxo da galáxia dentro de uma PSF centrada na posição da SN é então calculado com base no seu perfil de luminosidade descrito pelos eixos aparentes, orientação angular e magnitudes.

Para criar a biblioteca de galáxias hospedeiras, a orientação angular de cada galáxia foi sorteada de uma distribuição uniforme, enquanto que os perfis de luminosidade e magnitudes foram calculados a partir de dados reais do SDSS (Abazajian et al., 2009) de galáxias identificadas como hospedeiras de SNs (Gupta et al., 2011). Para calcular as magnitudes nos filtros do J-PAS nós ajustamos os modelos espectrais⁶ do SDSS DR5 à fotometria em banda larga do SDSS e utilizamos o espectro de melhor ajuste para gerar fluxos sintéticos nos filtros estreitos. Como a única função desses fluxos é introduzir ruído na Eq. 4.9 e o processo de subtração de imagens aumenta a contribuição de C_{gal} , nós adicionamos à magnitude calculada um termo $-2,5 \log_{10}(1 + \frac{1}{n})$, onde n é o número de exposições adicionadas na imagem de fundo (Eq. 4.8). Mesmo com esse acréscimo na magnitude, a contribuição de C_{gal} ao erro final é subdominante (veja a seção 4.6.1).

Embora *photo-zs* reais de galáxias em geral sejam não-gaussianos, nós adotamos erros gaussianos por simplicidade (além disso, o SNANA versão 10_29 que utilizamos não trabalha com outras distribuições). Os *photo-zs* e incertezas adotados foram baseados na precisão esperada para o J-PAS, que Benitez et al. (em preparação) informou ser

⁶<http://www.sdss.org/dr5/algorithms/spectemplates/>

0,003(1+z) para LRGs e galáxias com linhas de emissão (ELGs). Como nem todas as galáxias são LRGs ou ELGs, nós assumimos uma precisão de 0,005(1+z) para todas as galáxias de nossa biblioteca. Esse nível de precisão em *photo-zs* é uma característica única de mapeamentos em filtros estreitos e, como mostramos na seção 4.6.4, também pode ser alcançado da fotometria das próprias SNs.

4.2.4 Simulação comparativa: fotometria em banda larga

Para termos uma base de comparação para os resultados das simulações do mapeamento de SNs em filtros de banda estreita, também simulamos o mapeamento de SNs do SDSS. O SDSS possui diversas características similares ao J-PAS: o telescópio tem a mesma área coletora, um campo de visão similar (Gunn et al., 2006), os tempos de exposição são praticamente iguais (Frieman et al., 2008) e a distribuição em *redshift* das SNs é parecida (veja a Fig. 4.12).

A simulação do mapeamento de SNs do SDSS foi feita utilizando as características padrão do SDSS, já implementadas no pacote SNANA, e os mesmos modelos de superfícies espectrais utilizados na simulação em filtros estreitos (seção 4.2.1). Basicamente, a estratégia do SDSS consiste em observar a região da Stripe 82 (de 300 deg²) nos filtros *ugriz* uma vez a cada ~ 4 dias. Sobre as supernovas observadas aplicamos os cortes de qualidade sugeridos pelo SNANA, bastante parecidos com os descritos em Kessler et al. (2009a):

- i. ao menos três filtros *ugriz* com uma ou mais observações com $\text{SNR} > 5$, em qualquer época;
- ii. ao menos uma observação da SN antes do seu pico de luminosidade;
- iii. ao menos uma observação da SN feita dez ou mais dias após o pico de luminosidade;
- iv. ao menos cinco observações feitas em épocas diferentes.

Duas amostras separadas de observações fotométricas foram criadas, cada uma associada a uma precisão diferente em *redshift*, de $\sigma_z = 0,0005$ e $\sigma_z = 0,03$, representando SNs com *spec-z* e com *photo-z* da galáxia hospedeira, respectivamente; elas foram chamadas de *spec-z* SDSS e *photo-z* SDSS, sendo que a última representa os resultados de um mapeamento em banda larga puramente fotométrico. Assim como na simulação com filtros estreitos, o erro no *photo-z* foi assumido gaussiano (o que, para banda larga, é uma aproximação mais grosseira). Nós não consideramos nenhum efeito de seleção ou de redução do tamanho da amostra que possa ser causado pela observação espectroscópica das galáxias hospedeiras, de forma que a única diferença entre as duas amostras de SNs do SDSS são a precisão no *redshift*. Na prática, amostras com espectroscopia da hospedeira terão seus tamanhos reduzidos por causa da escassez de recursos espectroscópicos.

Nós também comparamos os resultados obtidos para o mapeamento em filtros estreitos com o projeto DES. Nesse caso, nós nos baseamos nos resultados apresentados por Bernstein et al. (2012).

Figura 4.5: Disposição das 14 CCDs no plano focal. Cada uma das cinco bandejas de filtros que serão montadas sobre as CCDs conterão 14 filtros diferentes dispostos da mesma maneira, de forma que a posição de cada filtro irá coincidir com a posição de cada CCD. Figura retirada do *website* do J-PAS (crédito: A. Marín-Franch e J. Cenarro).

4.3 Características do J-PAS

O mapeamento J-PAS é um mapeamento de 8.500 deg^2 planejado para começar as observações em 2015 ou 2016 e durar cinco anos. Seu principal objetivo é medir a escala das oscilações acústicas de bárions (BAO) em diversos *redshifts* através da distribuição de galáxias no Universo. Além desse objetivo principal, o J-PAS irá cobrir outros assuntos de interesse físico e astronômico como estudar a evolução das galáxias, identificar aglomerados e observar supernovas e quasares. Para tanto, o projeto utilizará um telescópio dedicado de 2,5m de diâmetro – chamado de T250 – com 39.507 cm^2 de área coletora efetiva, montado no *Observatorio Astrofísico de Javalambre* (OAJ), localizado próximo a Teruel, na Espanha. O telescópio será equipado com uma câmera criogênica (chamada de JPCam) de 14 CCDs, cada uma com aproximadamente 9.200×9.200 pixels de $10 \mu\text{m}$ de aresta e dispostas no plano focal de acordo com a Fig. 4.5; a separação entre as CCDs, de pixel a pixel, deve ser de 1,5cm. As CCDs devem ser lidas em 12,2s com um erro inferior a $6 \text{ e}^-/\text{pixel}$. Elas cobrem 67% do plano focal e o conjunto T250+JPCam deve atingir um campo de visão de $4,7 \text{ deg}^2$ com uma escala de $22,67''/\text{mm}$; a área no céu correspondente a uma CCD será de $0,354 \text{ deg}^2$ e uma aresta de pixel deve corresponder a $0,228 \text{ arcsec}$. O mapeamento também contará com um telescópio auxiliar de 80cm de diâmetro – chamado de T80 – que será utilizado na calibração fotométrica. Eventuais observações de SNs com esse instrumento não foram simuladas aqui.

As observações do J-PAS com o T250 serão feitas com 56 filtros únicos – sendo 54 de banda estreita – que numeramos de 1 a 56 por ordem crescente de comprimento de onda. Eles serão divididos em quatro bandejas móveis [e chamados de filtros azuis (1–14), verdes (15–28), vermelhos (29–42) e infravermelhos (43–56)],⁷ cada uma contendo

⁷Por questões técnicas descobertas mais recentemente, alguns filtros deverão ser trocados de bandeja. Embora essa atualização não tenha sido incorporada neste capítulo, os resultados da seção 4.7.1 indicam

Figura 4.6: Fração de fótons transmitidos para cada um dos 56 filtros únicos do J-PAS utilizados neste trabalho, em função do comprimento de onda λ . Os pontos vermelhos indicam o comprimento de onda médio de cada filtro. A transmissão inclui as contribuições da atmosfera e da eficiência das CCDs.

14 filtros diferentes, arranjados de forma que cada CCD presente no plano focal estará coberta por um filtro de mesmo tamanho e forma física que a CCD (veja a Fig. 4.5). As curvas de transmissão dos filtros são apresentadas na Fig. 4.6. Cada filtro terá um tempo de exposição total de 240s dividido em 4 sub-exposições de 60s, com exceção dos filtros infravermelhos que terão 480s de exposição total divididos em 4 sub-exposições de 120s. Além desses filtros, o J-PAS também deve utilizar os filtros *ugr* dispostos numa quinta bandeja. Entretanto, como as observações com esses últimos filtros não devem seguir uma cadência adequada para SNs e nosso objetivo é testar um mapeamento feito em filtros estreitos, elas foram ignoradas neste trabalho. As bandejas serão colocadas e retiradas do plano focal por um sistema mecânico acoplado à câmera.

A calibração fotométrica (definição dos pontos zeros) será feita utilizando estrelas padrão secundárias que tiveram seus espectros previamente ajustados e calibrados a partir de observações feitas com o telescópio T80 e seus filtros especiais. Durante o mapeamento principal com o T250 e seus filtros, os fluxos serão calibrados através do ajuste da fotometria dessas estrelas aos espectros sintéticos obtidos anteriormente. Os valores dos pontos zeros ZP utilizados nas simulações e estimados a partir da Eq. 4.12 são apresentados na Fig. 4.7. O valor da incerteza em ZP ainda não está bem definido, mas espera-se alcançar $\sigma_{ZP} = 0,02$. Como o processo de subtração de imagens exigido no estudo de SNs deve resultar num erro maior, assumimos um valor de $\sigma_{ZP} = 0,04$, que é similar ao obtido no mapeamento de SNs do SDSS.

As qualidades observacionais no OAJ foram estudadas por Moles et al. (2010). Além de variarem ao longo da noite, essas grandezas também são dependentes da época do ano e das fases da Lua (no caso do espectro e luminosidade do céu). Valores representativos são um *seeing* de $0,80''$ de largura à meia altura (FWHM) e o espectro do céu apresentado na Fig. 4.8, similar ao de Benítez et al. (em preparação). A Tabela 4.2 resume os valores apresentados aqui e utilizados em nossas simulações.

que ela é positiva para SNs. Os resultados obtidos com um cenário que leva em conta essa permutação de filtros são apresentados no Apêndice D.

Figura 4.7: Pontos zeros para os 56 filtros do J-PAS, calculados a partir da Eq. 4.12.

Figura 4.8: Estimativa para o valor médio do espectro do céu no OAJ, dado em magnitudes AB por arcsec². Mais precisamente, a densidade de fluxo por unidade de frequência por arcsec² ($f_{\text{sky},\nu}$) é dada em erg cm⁻² s⁻¹ Hz⁻¹ arcsec⁻² e calculada a partir da magnitude m_{sky} do gráfico através da fórmula $f_{\text{sky},\nu} = 10^{-0,4(m_{\text{sky}}+48,6)}$.

Área coletora	A	39.507 cm^2
Área da CCD	a_{CCD}	$0,354 \text{ deg}^2$
Tamanho do pixel	P	$0,228 \text{ arcsec}$
Tempo de leitura da CCD	t_R	$12,2 \text{ s}$
Erro de leitura da CCD	σ_R	$6 \text{ e}^-/\text{pixel}$
Largura da PSF (raio)	σ_{PSF}	$0,8 \text{ arcsec}$
Duração da sub-exposição (filtros azuis)	$\Delta\tau_b$	60 s
Duração da sub-exposição (filtros verdes)	$\Delta\tau_g$	60 s
Duração da sub-exposição (filtros vermelhos)	$\Delta\tau_r$	60 s
Duração da sub-exposição (filtros infravermelhos)	$\Delta\tau_i$	120 s
Erro de calibração (rms)	σ_{ZP}	$0,04 \text{ mag}$

Tabela 4.2: Valores assumidos em nossas simulações de fotometria de supernovas, baseados no projeto J-PAS.

4.4 Estratégia observacional

4.4.1 Gradeamento do céu com o J-PAS

O processo de imageamento do céu do J-PAS pode ser mais facilmente entendido se, por enquanto, prestarmos atenção apenas no campo de visão de uma única CCD de referência, por exemplo a mais à esquerda da linha de cima da Figura 4.5. Usando uma estratégia de “*point-and-shoot*”, essa CCD irá registrar, após um certo tempo de exposição, o número de fótons vindos de uma certa região do céu de $0,595^\circ \times 0,595^\circ$. Após observar essa área, o telescópio é deslocado em $0,595^\circ$ de forma que o campo de visão da CCD de referência cubra uma área imediatamente ao lado da primeira, sem deixar espaços entre as imagens produzidas em cada apontamento. Essa estratégia pode ser seguida sucessivamente, mapeando, ao final das observações, uma área sem buracos. Agora podemos nos perguntar o que as outras CCDs imagearam. Elas imagearam regiões de mesmo formato e tamanho, mas transladadas da mesma maneira que as CCDs em questão estão em relação à CCD de referência. A intersecção dessas regiões terá sido imageada por todas as 14 CCDs e, como cada CCD está coberta por um filtro diferente, ela terá sido imageada em todos os 14 filtros naquela bandeja. Seguindo a mesma estratégia com as outras bandejas, teremos uma região interna sem buracos que foi mapeada em todos os 56 filtros, enquanto que suas bordas apresentarão uma cobertura de filtros incompleta. Portanto, é interessante buscar a maximização dessa região interna e isso significa buscar uma forma final de um quadrado (para uma discussão mais detalhada, veja o Apêndice B). A aparência final da região imageada é mostrada na Figura 4.9 junto com a quantidade de filtros observados em cada parte.

4.4.2 Calendário de observações

Com base em simulações da performance do J-PAS na determinação da escala de BAO, o tempo total de exposição para cada região do céu foi definido como 240s para cada um dos filtros azuis, verdes, e vermelhos, e 480s para os infravermelhos. Como a distribuição temporal das observações é mais ou menos irrelevante para a observação de galáxias,

Figura 4.9: Exemplo de uma região retangular formada pela superposição de 14 imagens, cada uma feita com um filtro diferente de uma mesma bandeja. As linhas delimitam regiões com diferentes coberturas de filtros. A porção interna contém todos os filtros, enquanto que as porções das bordas possuem menos superposição. Quanto mais para fora, menor a cobertura de filtros. A separação entre as linhas horizontais é $l_{\text{CCD}} + l_{\text{gap}}$ (l_{CCD} e l_{gap} são o comprimento das CCDs e dos espaçamentos), e a separação entre cada linha vertical é de $(l_{\text{CCD}} + l_{\text{gap}})/2$. A superposição de bordas opostas resulta numa região de cobertura completa.

Conjunto de filtros	Exposição total [s]	# de sub-exposições	Sub-exposição [s]
Azuis	240	4	60
Verdes	240	4	60
Vermelhos	240	4	60
Infravermelhos	480	4	120

Tabela 4.3: Organização do tempo em cada um dos quatro conjuntos de filtros.

propusemos que o tempo total de exposição fosse dividido em sub-exposições tomadas em diferentes épocas de forma que cada quadrado no céu de $0,354 \text{ deg}^2$ seria visitado mais de uma vez em cada um dos filtros. Levando em conta os requisitos de outras ciências e o objetivo adotado pela colaboração de conseguir publicar os resultados referentes à escala de BAO antes de outros grupos de pesquisa (mantendo a competitividade do projeto), acordou-se que o tempo de exposição total alocado a cada $0,354 \text{ deg}^2$ e a cada filtro seria dividido em quatro sub-exposições, conforme a Tabela 4.3.

Dada essa divisão de tempo, a estratégia observacional ideal para SNs seria, para cada filtro, realizar metade das sub-exposições em um ano e a outra metade em outro, ou seja: uma certa região do céu seria imageada duas vezes em todos os filtros no primeiro ano, e novamente duas vezes em cada filtro no segundo. Dessa forma, SNs observadas no segundo ano poderiam utilizar as observações do primeiro como imagem de fundo, e vice-versa. Entretanto, apenas propostas com intervalos de tempo entre os dois grupos de observação bastante menores foram aceitas. Essa redução inviabiliza a utilização do segundo grupo de observações como imagem de fundo para supernovas detectadas no primeiro uma vez que algumas supernovas podem permanecer visíveis por vários meses e aparecer nos dois grupos de imagens. Em outras palavras, a redução do intervalo de tempo entre os dois grupos fixa o primeiro na função de observações de fundo e o segundo na função de observações de busca e resulta, portanto, numa diminuição pela metade do número de SNs observadas.

O intervalo entre as observações de fundo e de busca adotado pela colaboração foi de um mês. Esse intervalo foi considerado por nós o mínimo necessário para garantir que SNs com o pico de luminosidade presente nas observações de busca tivessem explodido depois de completadas as observações de fundo (o intervalo de tempo, no referencial de repouso da SN Ia, entre a explosão e o pico é de ~ 20 dias – veja a Fig. 2.1).

Uma vez garantido esse intervalo mínimo, outro aspecto importante para SNs é a distribuição das observações de busca ao longo do tempo. Uma estratégia ideal envolveria a observação da mesma área do céu em todos os filtros a cada dois dias, ao longo de cerca de dois ou três meses. Dada a limitação em relação ao número de observações e a distribuição dos filtros nas bandejas, uma boa estratégia é a distribuição das observações sobre a superfície espectral da SN (Fig. 4.1) de forma mais ou menos homogênea. Uma alternativa é, a cada semana, utilizar uma bandeja diferente para imagear uma região do céu. Após um mês, a região terá sido imageada em todas as bandejas. Esse processo é então repetido mais uma vez, de forma que a região terá sido imageada duas vezes em cada filtro, durante um intervalo de tempo total de dois meses. Como cada filtro observa uma região do céu duas vezes durante as observações de fundo (e essas duas observações podem ser feitas na mesma noite) e mais duas vezes em épocas diferentes durante as observações de busca, essa estratégia – adotada pela colaboração e utilizada em nossos

Figura 4.10: Calendário de observações de uma SN. Os filtros são numerados de 1 (menor comprimento de onda) até 56 (maior comprimento de onda). As observações para todos os filtros da bandeja azul (numerados de 1 a 14), por exemplo, são feitas ao redor do 3º, 63º e 93º dia após o início das observações naquela região. Esta programação inclui aleatoriedades causadas pelo clima e pela posição da supernova (veja a seção 4.4.3). Os pontos vermelhos indicam as observações de fundo, e os pontos azuis as observações de busca. A programação para as observações de fundo é irrelevante para as SNs.

trabalhos – foi chamada de $2+(1+1)$. Sua representação gráfica pode ser vista na Fig. 4.10.

É importante ressaltar que, visando a obtenção mais rápida de medidas da escala BAO, a colaboração do J-PAS posteriormente decidiu alterar a estratégia representada na Fig. 4.10 e completar o imageamento do céu em apenas duas bandejas para, depois, imagear o céu nas outras duas. Essa alteração resultaria em duas estratégias similares à da Fig. 4.10, cada uma realizada em anos diferentes e cobrindo comprimentos de onda diferentes, mas ambas com um conjunto de 28 filtros ao invés de 56 e com um total de quatro épocas de busca ao invés de oito. Os resultados obtidos para esse cenário são apresentados no Apêndice D. Lembramos que a estratégia efetivamente adotada pelo J-PAS ainda pode mudar no futuro, visto que o mapeamento deve começar apenas em 2015 ou 2016.

4.4.3 Simulações realistas do calendário de observações

Em situações reais, o calendário de observações é afetado por condições climáticas e por onde e quando as SNs aparecem. Para nos aproximarmos desse tipo de situação, construímos uma estratégia para os apontamentos das observações de busca atendendo aos vínculos dados pelas seções 4.4.1 e 4.4.2, pelo tamanho angular da CCD, pela rotação e translação da Terra e pelo ângulo máximo entre o apontamento do telescópio e o zênite permitido pela massa de ar. Com essa análise concluímos que o calendário da Fig. 4.10 é factível e criamos uma série de realizações deste último que incluem incompletezias causadas pelas bordas do imageamento do céu (Fig. 4.9) e atrasos devidos às condições climáticas e à posição da SN.

Assumindo que em dois meses existirão 50 noites com boas condições de observação (16% de chance de mau tempo) e que cada noite dura 8 horas, existiriam 1.440.000s para serem distribuídos entre todas as observações. Em cada época a CCD de referência deve imagear uma mesma região do céu de área Na_{CCD} (onde $a_{\text{CCD}} = 0,354 \text{ deg}^2$ é a área do céu imageada por uma CCD e N é o número de apontamentos realizados em cada época). Denotando os tempos de integração (duração de uma sub-exposição) dos filtros azuis, verdes, vermelhos e infravermelhos de $\Delta\tau_b$, $\Delta\tau_g$, $\Delta\tau_r$ e $\Delta\tau_i$, respectivamente, e a quantidade de épocas em que cada bandeja é utilizada de E_b , E_g , E_r e E_i , o número de apontamentos N que a CCD de referência realiza é dado por:

$$N[(\Delta\tau_b + t_o)E_b + (\Delta\tau_g + t_o)E_g + (\Delta\tau_r + t_o)E_r + (\Delta\tau_i + t_o)E_i] = 1.440.000 \text{ s}, \quad (4.13)$$

$$N \simeq 2.064,$$

onde t_o (*overhead time*) é o tempo necessário para ler a CCD e reposicionar o telescópio; consideramos que t_o está limitado pela leitura da CCD e portanto $t_o = t_R = 12,2 \text{ s}$. Assim, a área que a CCD de referência cobre em 60 dias é de aproximadamente 730 deg^2 .

Conforme já mencionado, é interessante minimizar as bordas da área coberta uma vez que elas contêm observações em menos filtros. Dado que a escolha ótima para a forma dessa área é um quadrado (ou seu correspondente numa superfície esférica – veja o Apêndice B), nós assumimos que uma área próxima de $2.064 a_{\text{CCD}}$ seria formada por um retângulo de 42×49 CCDs,⁸ o que corresponde a $\sim 25^\circ \times 29^\circ$.

A partir dos tempos de integração, é possível calcular o tamanho da área coberta em uma noite: $400 a_{\text{CCD}}$ com os filtros azuis, verdes e vermelhos, e $220 a_{\text{CCD}}$ com os filtros infravermelhos. Devido à rotação da Terra, as áreas cobertas em uma noite provavelmente se assemelhariam a faixas com seu lado mais comprido paralelo ao equador. Observando faixas adjacentes a cada noite, é possível formar a área final de 42×49 CCDs durante uma época (um mês).

Como exemplo, imagine que iniciamos nossas observações com a bandeja azul. Em noites padrão, o retângulo observado seria formado por 42×10 CCDs. Após cerca de cinco noites (desconsiderando interferências do clima), a área final de 42×49 CCDs teria sido toda observada uma vez com essa bandeja (e, em sua região central, em todos os seus filtros), por exemplo. Em seguida, a bandeja de filtros seria trocada e o processo repetido. Após realizar dois ciclos de observações em todas as bandejas, o telescópio se dirige a uma nova região de 730 deg^2 . Como o tempo de integração dos filtros infravermelhos é bem maior, o retângulo imageado numa noite padrão é de 42×5 CCDs. A Figura 4.11 mostra um quadro qualitativo dessa estratégia.

É importante lembrar que a área total imageada pelo telescópio é maior que a área imageada pela CCD de referência (veja a Fig. B.2) pois as demais CCDs terão observado uma área à direita e abaixo daquela representada na Fig. 4.11, perfazendo uma área total de $\sim 825 \text{ deg}^2$. Por outro lado, aproximadamente 25% dessa área total terão uma cobertura incompleta de filtros (veja a Fig. B.3).

Para criar diferentes realizações do calendário de observações, o primeiro passo era escolher uma posição aleatória para a supernova dentro de uma área no céu de 825 deg^2 .

⁸Com “CCDs” queremos dizer o tamanho angular da área imageada por uma CCD, de $0,595^\circ \times 0,595^\circ$.

Figura 4.11: Exemplo qualitativo de movimento do apontamento do telescópio, descrito como se estivéssemos olhando para o céu. As linhas pretas mostram a posição no céu da CCD de referência em cada noite. Na primeira noite de observações a CCD de referência cobre um retângulo comprido num “zigue-zague”. No próximo dia, um retângulo adjacente ao primeiro é coberto, não deixando buracos entre as duas observações. Ao final desse processo, a área imageada tem a forma aproximada de um quadrado.

Esse procedimento produz variações nas datas de observação das SNs e garante que a cobertura de filtros seja simulada realisticamente, uma vez que 25% das supernovas irão cair na borda da região apresentada na Figura 4.9. As condições climáticas foram simuladas através da introdução, com probabilidade de $\sim 16\%$, de um dia completamente perdido na sequência de observações.

4.5 Cortes de qualidade

A qualidade dos dados de SNs pode ser controlada a partir de cortes aplicados às amostras. De forma geral, a aplicação de cortes mais restritivos elevam a qualidade dos dados em troca de uma redução no tamanho da amostra. Critérios bem escolhidos podem resultar num ganho de qualidade maior com uma redução de tamanho menor. A seção 4.2.4 apresenta alguns exemplos de cortes aplicados a mapeamentos em banda larga. Salientamos aqui que, infelizmente, não é possível aplicar os mesmos cortes de qualidade a observações em bandas larga e estreita justamente devido às suas naturezas bastante distintas.

Para mapeamentos em filtros estreitos, um corte de qualidade simples e eficiente é exigir da SN um número mínimo de observações que apresentem uma razão sinal-ruído (SNR) acima de um certo valor, independentemente da época ou do filtro. Como cada SN em nosso mapeamento fiducial em filtros estreitos possui até 112 observações espalhadas em diversas épocas e filtros, esse corte automaticamente seleciona SNs com observações em épocas e comprimentos de onda diferentes.

Neste trabalho nós classificamos as SNs simuladas de acordo com o número de observações com $\text{SNR} > 3$ e construímos grupos de qualidade chamados de *grupo 20* (que inclui todas as SNs com no mínimo 20 observações desse tipo), *grupo 30* (que inclui todas as SNs com no mínimo 30 observações desse tipo), e assim por diante. O número de observações com $\text{SNR} > 3$ é bastante correlacionado com o número de observações com

Grupo	SDSS	20	30	50	70
SNias	330	920	610	260	90
CC-SNs	100	255	180	80	30

Tabela 4.4: Quantidade esperada de SNias e CC-SNs observáveis em cada grupo de qualidade, a cada dois meses de observações de busca. Nós apenas incluímos SNs que passaram nos cortes de qualidade, que foram corretamente tipificadas e que possuíam um valor- p para o χ^2 de 0,01 ou mais. Os resultados obtidos para a simulação do SDSS são apresentados como um ponto de referência.

$\text{SNR} > 5$, mas apresenta uma seleção mais suave. Ao longo de nossas análises percebemos que o grupo 30 apresenta um bom equilíbrio entre tamanho da amostra e qualidade dos dados, de forma que ele receberá mais atenção que os demais grupos.

4.6 Resultados do cenário padrão

Com base nas características do J-PAS apresentadas na Tabela 4.2, na estratégia de observação 2+(1+1) da Fig. 4.10 e nas variações causadas pelo clima e posição da SN no céu (seção 4.4.3), simulamos cerca de 5.000 SNias e 2.500 CC-SNs com no mínimo 20 observações com $\text{SNR} > 3$. As CC-SNs simuladas foram utilizadas apenas para testar a capacidade de tipificação do nosso mapeamento fiducial em filtros estreitos. As SNias foram analisadas em termos de sua taxa de detecção, de sua distribuição em *redshift*, da precisão e acurácia de suas medidas de fluxo individuais, da sua contaminação por CC-SNs, da qualidade da determinação de seus parâmetros do modelo SALT2 e da qualidade do seu *photo-z*.

A grande área coberta pelo nosso mapeamento fiducial a cada dois meses de busca ($\sim 800 \text{ deg}^2$) permite que um grande número de supernovas sejam detectadas. A Tabela 4.4 apresenta a quantidade de SNias e CC-SNs que podem ser observadas durante esse período em cada grupo de qualidade, e mostra que os grupos 20 e 30 observam mais SNs que o SDSS no mesmo período.

A Fig. 4.12 mostra a distribuição em *redshift* das SNias corretamente tipificadas dentro de cada grupo de qualidade, junto com a distribuição da simulação do SDSS. Os grupos 20 e 30 apresentam uma distribuição bastante similar à do SDSS mas obtêm um número total de SNias maior. Esse resultado é esperado já que, em dois meses, o nosso mapeamento cobre uma área maior que a da Stripe 82 (de 300 deg^2). De acordo com Bernstein et al. (2012), o mapeamento de SNs do DES deve usar um telescópio de 4 metros e tempos de integração bem maiores (230s, em média) para identificar 4.000 SNias ao final de sua operação, alcançando $z \sim 1,2$, com pico em $z \sim 0,4$. Com cerca de 1.300 horas de observação (32% do tempo total do DES), seu mapeamento de SNs detecta 1.500 SNias a cada dois meses durante as épocas de busca de SNs e faz uma média de 470 SNias cada dois meses de tempo total do projeto. Embora mais eficiente se todo o tempo do telescópio fosse dedicado às SNs, sua estratégia observacional não lhe permite cobrir mais de 30 deg^2 dessa forma, tornando-o menos eficiente em média.

Da Fig. 4.12 também podemos perceber que o aumento no número mínimo de observações com $\text{SNR} > 3$ reduz o tamanho das amostras e seu alcance em *redshift*. Por outro

Figura 4.12: Distribuições em *redshift* para os grupos de qualidade 20 (cinza), 30 (azul), 50 (vermelho) e 70 (amarelo) do nosso mapeamento fiducial, superpostas nessa ordem, de trás para frente. A distribuição está normalizada para um período de busca de dois meses e uma área de 825 deg^2 . A distribuição obtida da simulação do SDSS, normalizada para o mesmo tempo de busca, é apresentada com contorno tracejado.

lado, as seções seguintes mostram que essas reduções são acompanhadas de um aumento na pureza, na razão sinal-ruído da fotometria e na precisão nos parâmetros do modelo SALT2. O equilíbrio entre qualidade e quantidade pode ser escolhido de acordo com os objetivos da análise posterior.

4.6.1 Medidas de fluxo individuais

Ao comparar medidas fotométricas em bandas larga e estreita, vemos que as parcelas do erro final referentes a cada fonte de ruído são diferentes. Conforme apresentado na Fig. 4.13, a contribuição do ruído de Poisson do céu é bastante reduzida devido à menor largura das bandas, de forma que o ruído de leitura da CCD se torna comparável e, portanto, uma preocupação relevante para o mapeamento. Além disso, o erro de calibração – que é proporcional ao fluxo observado – domina o erro total apenas em baixos *redshifts* enquanto que, para filtros largos com o mesmo tempo de exposição, ele pode se estender para *redshifts* mais elevados.

A Fig. 4.14 mostra a contribuição de diferentes fontes de ruído para o erro final nas medidas de fluxo. As contribuições (representadas pelas linhas finas) foram calculadas segundo o modelo simplificado descrito no Apêndice C. Podemos ver que o erro total calculado pelo modelo simplificado (representado pela linha grossa) se aproxima bem das médias dos valores obtidos pela simulação detalhada feita com o SNANA (representadas pelos pontos). Também notamos que as flutuações de Poisson provenientes da SN e da galáxia hospedeira são subdominantes em quase todos os *redshifts* e que o erro de calibração domina apenas para $z \lesssim 0,1$.

A pequena largura de banda do nosso mapeamento fiducial também afeta, conforme esperado, a SNR das medidas de fluxo (Fig. 4.15). A profundidade do mapeamento é menor do que a acessível a filtros largos uma vez que a SNR é alta apenas em baixos

Figura 4.13: Estimativa dos ruídos por pixel provenientes do céu – em vermelho, calculado pela Eq. 4.10 – e da leitura da CCD (linha tracejada azul), fixo em 6 foto-elétrons por pixel. Devido à pequena largura de banda, ambos os ruídos são comparáveis para a maioria dos filtros. As exceções são os filtros 43–56, que possuem o dobro do tempo de exposição (além disso, o filtro 56 é bastante largo).

Figura 4.14: Evolução das diferentes fontes de ruído com o *redshift* z , quantificadas pelas incertezas na contagem de foto-elétrons na PSF. Os pontos representam a média das incertezas calculadas pela simulação do SNANA e as linhas representam as incertezas estimadas a partir do modelo simplificado do Apêndice C: a soma quadrática do ruído de leitura da CCD e da flutuação de Poisson do céu (linha tracejada horizontal azul); a soma quadrática das flutuações de Poisson da SN Ia e da galáxia hospedeira (linha tracejada curva verde); o erro de calibração (linha fina contínua vermelha); e o erro total (linha grossa contínua preta).

Figura 4.15: Evolução da média da razão sinal-ruído calculada para as medidas com $\text{SNR} > 1$ de simulações de SNIas no grupo 30 (pontos rosas). A linha preta e grossa mostra o resultado calculado com o modelo simplificado do Apêndice C. Uma linha horizontal cinza foi desenhada em $\text{SNR} = 3$ para servir de referência. A razão sinal-ruído satura em baixos *redshifts* devido ao erro de calibração (que é proporcional ao fluxo) e em altos *redshifts* devido aos cortes de qualidade aplicados aos dados.

redshifts. Esperamos que efeitos de seleção apareçam um pouco antes de $z \sim 0,3$, quando a SNR média atinge o nível mínimo exigido de algumas observações ($\text{SNR} > 3$ para o nosso mapeamento fiducial). Devido ao erro de calibração de 0,04 mag, a SNR satura em ~ 25 para baixos *redshifts*.

A Fig. 4.15 também mostra a SNR calculada a partir do nosso modelo simplificado de fotometria, descrito no Apêndice C. Ela descreve razoavelmente bem o comportamento geral da curva mas subestima o sinal em altos *redshifts*. Esse desvio é decorrência da exclusão dos efeitos de deslocamento do espectro com o *redshift*, de dilatação temporal da curva de luz (que sustenta sinais observáveis por mais tempo) e do viés de Malmquist (veja o Apêndice C para mais detalhes).

Os resultados apresentados pelas Figs. 4.14 e 4.15 são uma média para todos os filtros, sendo que resultados específicos variam de filtro para filtro. Basicamente, são três características que afetam o desempenho de um filtro: sua transmissão média, o ruído do céu no seu comprimento de onda médio λ_c e a fatia da superfície espectral da SNIa por ele observada $f_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}} = \lambda_c, \Delta t_{\text{obs}})$.

Transmissões médias maiores aumentam o sinal e esticam a curva da Fig. 4.15 para a direita (além disso, elas também aumentam a contribuição do ruído do céu, mas em menor grau). Esse efeito beneficia os filtros intermediários, de comprimento de onda entre 4.500 e 8.000 Å (veja a Fig. 4.6). O ruído do céu afeta principalmente os filtros infravermelhos e aqueles imageando regiões com linhas de emissão atmosféricas (veja a Fig. 4.8). Finalmente, os filtros que observam regiões menos luminosas da superfície espectral da SNIa também vão apresentar uma queda na SNR. Como o pico de luminosidade do modelo SALT2 se localiza em $\lambda \sim 4.000\text{Å}$ (veja a Fig. 2.1) e rapidamente desaparece para comprimentos de onda menores, os filtros azuis são os mais prejudicados por essa

Figura 4.16: Razão sinal-ruído por filtro. Os pontos indicam a média calculada para observações simuladas com $\text{SNR} > 1$, para SNIas no grupo de qualidade 30. A linha tracejada indica a média para todos os filtros. Os efeitos da transmissão dos filtros, da emissão do céu e da diferença nos tempos de exposição são facilmente notados.

característica, ainda mais considerando que, com o *redshift*, o pico de luminosidade se deslocará para comprimentos de onda maiores. O resultado final para a SNR média para cada filtro é apresentado na Fig. 4.16.

Outro efeito relevante e presente nas medidas de fluxo individuais é um tipo de viés de Malmquist estatístico: uma vez que o processo de contagem de fótons na CCD apresenta flutuações, as observações aferidas perto do limiar de seleção por SNR vão privilegiar as flutuações positivas em detrimento às negativas. Isso resulta numa superestimação da taxa média de emissão de fótons do astro que deve ser levada em conta se estivermos interessados em medir a forma de características espectrais ou a razão entre fluxos em diferentes bandas. A Fig. 4.17 mostra esse efeito para seis filtros diferentes em função do *redshift*, onde vemos que ele é mais significativo para os filtros de baixa SNR média (os azuis e os infravermelhos). Com exceção das pequenas flutuações estatísticas causadas pelo tamanho finito da amostra, as variações com o *redshift* que fogem da tendência de queda das curvas (mais perceptíveis para a linha vermelha grossa) são causadas por características espectrais entrando e saindo nas bandas dos filtros. As curvas para os outros filtros, não desenhadas, podem ser estimadas pela interpolação das curvas vizinhas apresentadas na Fig. 4.17.

Para mostrar a capacidade de resolução espectral do nosso mapeamento fiducial, a Fig. 4.18 compara espectros de SNIa no referencial do observador (com extinção causada pela Via Láctea) com as medidas fotométricas simuladas. Para sermos concisos, apresentamos no mesmo dia as medidas em todos os filtros; mas é importante lembrar que, na estratégia fiducial exposta na seção 4.4, apenas 14 filtros são observados no mesmo dia.

Para SNIas em baixos *redshifts* ($z < 0,2$) suas características espectrais podem ser detectadas claramente uma vez que estas são mais pronunciadas do que o tamanho das barras de erro das medidas (veja o painel esquerdo da Fig. 4.18). Dentro desse intervalo de *redshift*, nosso mapeamento fiducial é capaz de detectar e medir a superfície espectral

Figura 4.17: Diferenças médias entre as magnitudes medidas e verdadeiras (simuladas) em função do *redshift*, calculadas para observações com $\text{SNR} > 1$ em seis filtros diferentes. A legenda mostra os comprimentos de onda médios dos filtros. Filtros nos extremos do intervalo de comprimento de onda sofrem um viés maior.

Figura 4.18: Comparação entre o modelo espectral verdadeiro com extinção galáctica (linha laranja, em unidades arbitrárias) e as medidas de fluxo simuladas com os filtros de 1–14 (discos azuis), 15–28 (quadrados verdes), 29–42 (losangos vermelhos) e 43–56 (triângulos pretos) para: uma SNIa em $z = 0,1545$, no dia de máxima luminosidade e cujas observações possuem SNR média de 12,7 (*painel esquerdo*); e uma SNIa em $z = 0,3054$, 10 dias após o pico de luminosidade (no referencial de repouso do observador) e cujas observações possuem SNR média de 4,2 (*painel direito*). Quase todas as linhas espectrais podem ser detectadas a baixos *redshifts*, e em altos *redshifts* apenas as características mais fortes são detectáveis.

Amostra	N_{Ia}	N_{CC}	W_{Ia}	W_{CC}	η_{Ia}
<i>photo-z</i> SDSS	172	83	0,99	0,0458	0,0235
<i>spec-z</i> SDSS	172	83	0,99	0,0770	0,0348
Grupo 20	475	256	0,98	0,1010	0,0528
Grupo 30	317	181	0,97	0,0516	0,0295
Grupo 50	141	88	0,95	0,0118	0,0078
Grupo 70	51	38	0,91	0,0054	0,0045

Tabela 4.5: Capacidade de tipificação de SNIas a partir de fotometria, estimada para o SDSS com *photo-z* e com *spec-z* da galáxia hospedeira, e para diversos grupos de qualidade do nosso mapeamento fiducial. As colunas apresentam, da esquerda para a direita: o nome da amostra, o número esperado de SNIas e de CC-SNs por mês de busca, as frações de SNIas e CC-SNs identificadas como Ia e a contaminação da amostra de SNIas.

de ~ 170 SNIas a cada dois meses de busca (ou a cada quatro meses caso as observações de fundo sejam contabilizadas). Para *redshifts* maiores, o ruído se torna mais intenso e impede a observação de várias linhas. Entretanto, os parâmetros globais da superfície espectral ainda podem ser definidos com boa precisão uma vez que eles se baseiam nas 112 observações. Esse aspecto é descrito em detalhe na seção 4.6.3.

4.6.2 Qualidade da tipificação de SNs

Para testar a capacidade do nosso mapeamento fiducial em criar amostras puras de SNIas, nós simulamos curvas de luz de SNIas e CC-SNs (seção 4.2.1) e utilizamos o programa pSNid (descrito na seção 2.5) para separá-las. A fração de contaminação η_{Ia} de uma amostra de SNIas foi calculada através da fórmula:

$$\eta_{\text{Ia}} = \frac{W_{\text{CC}}N_{\text{CC}}}{W_{\text{Ia}}N_{\text{Ia}} + W_{\text{CC}}N_{\text{CC}}}, \quad (4.14)$$

onde W_x é a fração de SNs de tipo x que foram identificadas como Ia e N_x é o número de SNs de tipo x que esperamos observar num certo intervalo de tempo (e.g. um mês). A Tabela 4.5 mostra que, para grupos de qualidade 30, mapeamentos em filtros estreitos podem alcançar uma contaminação tão baixa quanto mapeamentos em filtros largos, e que sua performance pode ser muito melhor para grupos de qualidade maior. Estimativas feitas por Bernstein et al. (2012) indicam que o DES deve atingir uma completeza $W_{\text{Ia}} \sim 0,85$ e uma contaminação $\eta_{\text{Ia}} = 0,02$.

A Tabela 4.5 também mostra que a criação de uma amostra relativamente pura de SNIas é facilitada pelo fato dos principais contaminantes – as CC-SNs – terem uma luminosidade de pico menor do que as SNIas (veja a Tabela 4.1), que atingem magnitudes absolutas de $M_B = -18,06$ ou menos (Phillips, 1993; Richardson et al., 2002). Por esse motivo, CC-SNs populam *redshifts* mais baixos, onde o volume do mapeamento é menor, e sofrem uma redução no número de detecções. Também vemos que mapeamentos em banda larga não necessitam de um *prior* espectroscópico no *redshift* para tipificarem bem, um resultado consistente com outras simulações (e.g. Campbell et al., 2013) e com a análise de dados reais (Sako et al., 2011).

4.6.3 Recuperação de parâmetros do modelo SALT2

Uma outra maneira de analisar a qualidade dos dados provenientes de um mapeamento de SNIas em filtros de banda estreita é verificando o quão bem conseguimos recuperar os parâmetros do modelo SALT2 utilizados para simular os dados. Entretanto, é importante lembrar que esse tipo de mapeamento oferece muitas outras possibilidades e pode ser muito valioso para observar características que não estão presentes nas simulações. Por exemplo, o parâmetro de cor c no modelo SALT2 apenas altera a inclinação de uma curva de extinção (veja a Fig. 2.3), sem qualquer implicação para o espectro da SNIa, e portanto pode ser muito bem medido por filtros de banda larga. Talvez um melhor indicador das capacidades dos filtros de banda estreita seja a recuperação do parâmetro x_1 uma vez que ele resulta em diferenças espectrais e não apenas em mudanças na largura da curva de luz (veja a Fig. 2.2). Dada essas limitações do modelo SALT2, esta análise deve ser entendida como um guia para a performance geral do mapeamento fiducial.

Nós selecionamos todas as SNIas verdadeiras (simuladas) que passaram nos cortes de qualidade e que foram corretamente identificadas como Ia e as separamos em intervalos de *redshift*. Para cada SNIa nós calculamos as diferenças $\Delta y = y_{\text{obs}} - y_{\text{true}}$ entre os valores ajustados y_{obs} e os verdadeiros y_{true} dos parâmetros do modelo SALT2 ($y = x_1, c, t_0, m_B^*, \mu$) e, para cada intervalo de *redshift*, computamos a média e a média quadrática (rms) das diferenças. A média serve para indicar a existência de desvios sistemáticos (viéses) nos dados e a média quadrática nos informa o erro médio em cada intervalo. Relembramos que os ajustes do modelo SALT2 foram feitos com quatro parâmetros livres uma vez que os *redshifts* das SNIas foram fixados pelos *spec-zs* ou *photo-zs* das galáxias hospedeiras.

Conforme sugerido acima, a Fig. 4.19 (painel superior) mostra que nosso mapeamento fiducial é capaz de determinar x_1 com maior precisão que o SDSS. Também podemos ver que grupos de qualidade mais restritivos resultam em dados mais precisos, já que dados no grupo de qualidade 50 apresentam uma rms menor que os no grupo 30. Existe uma pequena indicação de que nosso mapeamento fiducial pode introduzir um desvio sistemático em x_1 , constante em *redshift*. Entretanto, esse desvio é bastante pequeno – possivelmente alcançando 5% da rms – e também não afeta as medidas do módulo de distância μ .

A Fig. 4.19 (painel inferior) mostra que as vantagens do nosso mapeamento fiducial não são tão grandes em relação à determinação do parâmetro de cor c do modelo SALT2, conforme era esperado. A simulação do *spec-z* SDSS consegue determinar c com precisão equivalente à do grupo 30 e melhor que ambos os grupos de qualidade em baixos *redshifts*. O projeto DES, quando apoiado por observações espectroscópicas das galáxias hospedeiras, deve atingir uma rms de 0,031 no intervalo $0,2 < z < 0,4$ e uma rms média de 0,046 para sua amostra completa (Bernstein et al., 2012). Também podemos notar que a falta de um bom *prior* no *redshift* piora a precisão da determinação de c : a simulação do *photo-z* SDSS apresenta uma rms em c bem maior que a simulação do *spec-z* SDSS. Isso é esperado já que o deslocamento do espectro com o *redshift* altera o fluxo nos diversos filtros largos e, conseqüentemente, a cor inferida. Pelo fato de conseguir um *photo-z* bastante preciso, o mapeamento em filtros estreitos obtém medidas de c melhores do que um mapeamento em banda larga puramente fotométrico, mesmo no caso da cor das SNIas ser apenas uma característica de banda larga.

O painel superior da Fig. 4.20 mostra o desvio sistemático e o erro médio da magnitude aparente m_B^* para nosso mapeamento fiducial e para as simulações do SDSS. Todos

Figura 4.19: Média (pontos de baixo) e rms (pontos de cima) das diferenças entre os valores ajustados e reais dos parâmetros x_1 (*painel superior*) e c (*painel inferior*). Os círculos azuis e os quadrados vermelhos representam os resultados obtidos para os grupos 30 e 50 do nosso mapeamento fiducial, respectivamente, e as faixas cinzas representam intervalos de $\pm 2\sigma$ para a média (faixas de baixo) e para a rms (faixas de cima) das diferenças obtidas com as simulações do *photo-z* SDSS (em cinza claro) e do *spec-z* SDSS (em cinza escuro).

Amostra	$\sigma_{m_B^*}$	σ_{x_1}	σ_c	σ_{t_0}	σ_μ
<i>photo-z</i> SDSS	0,074	0,72	0,066	0,87	0,25
<i>spec-z</i> SDSS	0,069	0,69	0,043	0,77	0,19
Grupo 20	0,072	0,63	0,053	1,00	0,18
Grupo 30	0,063	0,47	0,040	0,73	0,17
Grupo 50	0,053	0,31	0,029	0,51	0,15
Grupo 70	0,047	0,21	0,023	0,45	0,14

Tabela 4.6: Rms das diferenças entre os valores ajustados e reais dos parâmetros do modelo SALT2. Nenhuma separação por *redshift* foi feita.

os mapeamentos sofrem de um viés que superestima a luminosidade das SNIas em altos *redshifts* (Δm_B^* tende a ser negativa). Como nesta análise em particular nós adotamos $\sigma_{\text{int}} = 0$ (o que significa que todas as SNIas simuladas têm exatamente a mesma magnitude absoluta M_B),⁹ isso não é uma seleção dos objetos mais brilhantes e sim um reflexo do viés de Malmquist estatístico discutido na seção 4.6.1. Também pode-se notar que todos os mapeamentos apresentam o mesmo nível de rms.

O painel inferior da Fig. 4.20 apresenta os mesmos tipos de dados mas para o módulo de distância μ . Esta análise inclui $\sigma_{\text{int}} = 0,14$ e seu efeito pode ser visto no desvio sistemático que atinge todos os mapeamentos (as distâncias são subestimadas em altos *redshifts*). Esse é um resultado do viés de Malmquist clássico: a distâncias maiores (e *redshifts* maiores) o mapeamento seleciona preferencialmente os objetos mais brilhantes, o que dá a impressão deles estarem mais próximos. Esse efeito é mais intenso para o grupo 50 uma vez que ele exige mais observações com alta SNR.

Também notamos que, com exceção do *photo-z* SDSS, todos os mapeamentos apresentam uma rms em $\Delta\mu$ similar, próxima a 0,14 mag. Isso mostra que eles são suficientemente precisos já que estão praticamente limitados pela dispersão intrínseca das SNIas. As simulações do DES adotaram $\sigma_{\text{int}} = 0,13$ e atingiram uma rms em $\Delta\mu$ de 0,16 mag no intervalo $0,0 < z < 0,5$ e uma rms média de 0,20 mag em $0,0 < z < 1,2$ (Bernstein et al., 2012). A rms maior da simulação do *photo-z* SDSS é um reflexo do erro maior em c devido à falta de um *prior* preciso no *redshift*.

A Tabela 4.6 resume a precisão acessível a cada grupo de qualidade através da rms média, sem separação por *redshift*, dos vários parâmetros do modelo SALT2. Vemos que, a partir do grupo de qualidade 30, nosso mapeamento fiducial obtém precisões melhores que o *spec-z* SDSS, sendo que o número de SNIas observadas nesse grupo é quase o dobro que a do SDSS (veja a Tabela 4.4).

4.6.4 Precisão do *photo-z* de SNIas

Na análise da seção anterior nós fixamos o *redshift* da SNIa no *photo-z* da galáxia hospedeira, e na seção 4.6.2 a tipificação das SNs foi feita utilizando esse *photo-z* como *prior*. Nesta seção nós apresentamos os resultados obtidos sem a utilização de nenhuma informação da galáxia hospedeira. Isso significa que a tipificação apresentada aqui foi feita

⁹Embora o SNANA gere o m_B^* verdadeiro a partir da aplicação de σ_{int} ao m_B^* esperado (obtido da Eq. 4.4), ele lista esse m_B^* esperado como m_B^* verdadeiro. Portanto, para determinar as propriedades de Δm_B^* em particular, nós adotamos $\sigma_{\text{int}} = 0$.

Figura 4.20: Gráficos iguais aos da Fig. 4.19, mas para o parâmetro m_B^* (*painel superior*) e o módulo de distância μ (*painel inferior*). O valor recuperado de μ inclui a dispersão intrínseca σ_{int} , enquanto que, para a análise específica da diferença Δm_B^* , σ_{int} não foi incluído.

Figura 4.21: Média (círculos marrons, embaixo) e rms (quadrados roxos, em cima) da diferença entre *redshifts* recuperados e verdadeiros para SNIas do grupo de qualidade 30 do nosso mapeamento fiducial, obtidos com um ajuste do modelo SALT2 com cinco parâmetros livres e sem nenhuma informação proveniente da galáxia hospedeira. Neste gráfico, os 2% de *outliers* foram removidos.

utilizando um *prior* constante para o *redshift* e que o ajuste do modelo SALT2 foi feito com cinco parâmetros livres ao invés de quatro (o *redshift* foi tratado como um parâmetro livre que pode ser ajustado e testado, e que chamamos de *photo-z* da SN).

Sem o auxílio de um *prior* gaussiano, a determinação do *photo-z* da SN acaba por produzir uma pequena quantidade de valores atípicos (*outliers*, casos nos quais o *photo-z* da SN está a mais de 4σ do valor verdadeiro de z), cuja diferença Δz entre os valores ajustado e verdadeiro pode ultrapassar 0,1. A fração de valores atípicos é pequena e diminui com o aumento dos cortes de qualidade, indo de 4,2% no grupo 20 para 0,5% no grupo 50 (o grupo 30 apresenta uma fração de *outliers* de $\sim 2\%$). As SNIas remanescentes apresentam um *photo-z* muito preciso e acurado: a distribuição de Δz é simétrica, sem nenhum desvio sistemático significativo e com um desvio padrão menor que 0,005. A Fig. 4.21 mostra a média e a rms de Δz em intervalos de *redshift* para o grupo 30, após a remoção dos valores atípicos. Note que, embora a precisão obtida para o *photo-z* da SN seja menor que 0,005, ela está limitada a esse valor por incertezas intrínsecas como a da velocidade do material ejetado pela SN. Essas incertezas intrínsecas são quantificadas pela rms da diferença entre o *redshift* determinado a partir do espectro das SNs e o determinado a partir do espectro das galáxias hospedeiras (Kessler et al., 2009a).

A precisão obtida no *photo-z* da SN faz sentido uma vez que os filtros são estreitos o suficiente para detectar quase todas as suas linhas espectrais (veja a Fig. 4.18). Em comparação, Kessler et al. (2009a) e Sako et al. (2011) mostraram com simulações e com dados reais que o *photo-z* obtido de SNs do SDSS não são livres de vieses e apresentam um erro médio de cerca de 0,03 ou mais.

Por outro lado, o ajuste do modelo SALT2 com cinco parâmetros livres introduz vieses significativos nos outros parâmetros. A cor c , por exemplo, adquire um desvio sistemático para o vermelho de 0,005 mag. Um viés similar foi reportado por Olmstead et al. (2013) na análise de SNs do SDSS e foi atribuído a um desvio sistemático no *photo-z*

Amostra	N_{Ia}	N_{CC}	W_{Ia}	W_{CC}	η_{Ia}
Grupo 20	475	256	0,94	0,0733	0,0401
Grupo 30	317	181	0,96	0,0390	0,0226
Grupo 50	141	88	0,96	0,0142	0,0091
Grupo 70	51	38	0,96	0,0054	0,0042

Tabela 4.7: Capacidade de tipificação de SNIs com filtros estreitos, sem a utilização de nenhum *prior* em z . As colunas são as mesmas que na Tabela 4.5.

e na degenerescência entre este último e a cor da SN. Para testar se os valores obtidos para o *photo-z* da SN eram os responsáveis pelos desvios nos demais parâmetros, nós os fixamos como os *redshifts* das SNs e ajustamos o modelo SALT2 novamente, dessa vez com apenas quatro parâmetros livres. Todos os desvios sistemáticos que tinham aparecido sumiram novamente, indicando que o processo de ajuste do modelo SALT2 com cinco parâmetros livres pode ser o responsável por eles. Esta questão merece ser investigada mais a fundo no futuro.

Por fim, a Tabela 4.7 mostra que a qualidade da tipificação de SNs utilizando filtros estreitos não é afetada pela falta de um *prior* no *redshift*. Esse resultado também podia ser esperado pois ocorre igualmente para mapeamentos em filtros largos, um fato verificado em simulações (veja a Tabela 4.5) e em dados reais Sako et al. (2011).

4.7 Otimização do mapeamento

Nesta seção nós analisamos possíveis maneiras de otimizar um mapeamento de SNs em filtros estreitos, com foco em procedimentos que não exijam instrumentos melhores. É evidente que uma área coletora de fótons maior e níveis de ruído mais baixos melhorariam os dados, mesmo que de modos diferentes. Conforme exemplificado pelo modelo do Apêndice C, o efeito de um espelho maior, de uma melhor transmissão dos filtros, de mais tempo de exposição e de bandas mais largas é o mesmo em termos de aumentar a SNR da fotometria e a profundidade do mapeamento. Um maior tempo de exposição, entretanto, resulta numa perda de área coberta durante uma época de observação – i.e., representa uma troca (*trade-off*) entre SNR e o número de SNs observadas – enquanto que uma banda mais larga acarreta na perda de resolução espectral. Ambas as trocas podem ser benéficas dependendo dos objetivos do mapeamento.

Apesar da redução de ruídos ser sempre positiva, essa redução pode vir acompanhada de perdas em outros aspectos ou converter-se em muito pouco ganho. As Figs. 4.12 e 4.14 mostram que, embora o erro de calibração seja dominante em baixos *redshifts* ($z \lesssim 0,1$) e limite o crescimento da SNR, a quantidade de SNs afetadas por essa limitação é exígua devido ao pequeno volume contido no intervalo $0 < z \lesssim 0,1$. Consequentemente, para aprimorar a SNR para um grande número de SNs nós devemos prestar atenção ao sinal e às formas de erro dominantes em altos *redshifts* (ruídos do céu e da leitura da CCD).

A Fig. 4.22 compara os efeitos esperados do refinamento da calibração (em termos da redução da incerteza do ponto zero), da redução do erro de leitura da CCD e do aumento do tempo de exposição. Conforme exposto acima, uma melhor calibração é bastante benéfica para SNs em $z \lesssim 0,1$, e os esforços para atingir esse refinamento podem valer a

Figura 4.22: Estimativa da SNR média em função do *redshift* z , calculada para o mapeamento fiducial (linha grossa preta) com o modelo simplificado do Apêndice C. Nós a comparamos com a SNR média de um mapeamento com melhor calibração ($\sigma_{ZP} = 0,03$, linha pontilhada azul), sem qualquer erro de leitura da CCD ($\sigma_R = 0$, linha tracejada cinza) e com o dobro de tempo de exposição (linha contínua vermelha).

pena caso haja interesse nesses objetos (embora o número de SNIas nesse intervalo seja muito reduzido – veja a Fig. 4.12). Também é possível notar que o ganho em SNR obtido da redução do erro de leitura da CCD é muito pequeno, mesmo no limite $\sigma_R = 0$. Essa limitação é causada pelo ruído do céu σ_{sky} que é comparável ao valor fiducial de σ_R (de $6 e^-/\text{pixel}$, veja a Fig. 4.13) e que passa a dominar o ruído final se σ_R for reduzido.

A Fig. 4.22 também mostra que um aumento no tempo de exposição beneficiaria observações de SNs em todos os *redshifts*. Mantendo constante o tempo total dedicado ao mapeamento, esse aumento pode ser alcançado através da redução: (a) da área observada em cada época; (b) do número de filtros utilizados; (c) da cadência (número de vezes que cada ponto do céu é observado num dado intervalo de tempo); ou (d) do tempo de *overhead*. O item (a) resulta numa simples troca entre tamanho da amostra e SNR e, portanto, não será analisado em mais detalhe. O item (b) é estudado na seção 4.7.2, e o efeito de se aumentar a cadência [inverso do item (c)] é analisado na seção 4.7.3. Na seção 4.7.4 nós investigamos os efeitos do item (d) e na seção seguinte nós apresentamos um método de otimização que não envolve aumentar a SNR média.

4.7.1 Filtros misturados

Uma abordagem interessante para melhorar os dados de SNs é misturar os filtros nas bandejas do J-PAS: ao invés de preencher uma bandeja com filtros sequenciais, podemos selecionar 14 filtros igualmente espaçados em comprimento de onda e amostrar todo o intervalo do mapeamento de forma homogênea. A Fig. 4.23 compara de forma esquemática a distribuição proposta com a fiducial. Seguindo exatamente a mesma estratégia 2+(1+1) e a mesma sequência de apontamentos da seção 4.4.3, essa distribuição de filtros resulta no calendário de observações da Fig. 4.24, onde as medidas estão mais bem distribuídas

Figura 4.23: Representação esquemática da distribuição dos 56 filtros nas 4 bandejas. *Painel esquerdo:* Distribuição fiducial, com filtros contíguos (em comprimento de onda) localizados na mesma bandeja. *Painel direito:* Distribuição misturada, com filtros em cada bandeja cobrindo de maneira espaçada todo o espectro do mapeamento.

Amostra	$\sigma_{m_B^*}$	σ_{x_1}	σ_c	σ_{t_0}	σ_μ
<i>photo-z</i> SDSS	0,074	0,72	0,066	0,87	0,25
<i>spec-z</i> SDSS	0,069	0,69	0,043	0,77	0,19
Grupo 20	0,063	0,50	0,039	0,90	0,17
Grupo 30	0,054	0,38	0,032	0,64	0,16
Grupo 50	0,046	0,25	0,023	0,42	0,15
Grupo 70	0,041	0,19	0,018	0,35	0,15

Tabela 4.8: Similar à Tabela 4.6, mas para o cenário com filtros misturados nas bandejas.

sobre o plano $\Delta t - \lambda$.

Repetindo a mesma análise das seções 4.6.2 e 4.6.3, nossas simulações mostram que a determinação dos parâmetros do modelo SALT2 se torna muito mais precisa com essa nova disposição dos filtros, especialmente para os grupos de menor qualidade (onde existe mais margem para aprimoramentos). A cor c é o parâmetro que apresenta o maior salto de qualidade, provavelmente por causa do aumento do intervalo de comprimento de onda imageado a cada época. A Tabela 4.8 resume os erros médios obtidos nesta simulação, para os vários grupos de qualidade, e a Fig. 4.25 apresenta, como um exemplo, a comparação da rms da diferença Δx_1 calculada para os grupos 30 deste cenário e do cenário fiducial. O viés sutil e constante em *redshift* que podia existir na determinação de x_1 diminuiu, enquanto que os vieses de Malmquist que afetam a magnitude aparente m_B^* e o módulo de distância μ permaneceram iguais. A distribuição em *redshift* e o número total de supernovas permaneceu equivalente, sendo que a tipificação apresentou uma melhora, como mostra a Tabela 4.9.

O aprimoramento na determinação dos parâmetros do modelo SALT2 é fácil de entender se nós lembrarmos que as observações têm o objetivo de restringir a superfície espectral $f_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}}, \Delta t_{\text{obs}})$: se nossas medidas estiverem bem distribuídas sobre ela, poderemos medir melhor a sua forma (veja a Fig. 4.26). Embora se possa argumentar que algumas regiões do espectro das SNs variam mais do que outras e portanto carregam mais informação, essas regiões mudam de λ_{obs} de acordo com o *redshift*. Dessa forma, uma

Figura 4.24: Exemplo de um calendário de observações alternativo, resultado da reorganização dos filtros nas bandejas conforme o painel direito da Fig. 4.23. As 14 observações de um determinado campo, tomadas num mesmo dia, são feitas em 14 filtros igualmente espaçados em comprimento de onda. Os pontos em vermelho e em azul representam as observações de fundo e de busca, respectivamente.

Figura 4.25: Rms da diferença entre os valores recuperados e verdadeiros do parâmetro x_1 para os grupos de qualidade 30 dos cenários fiducial (seção 4.6.3, círculos pretos), com filtros misturados (seção 4.7.1, quadrados verdes), e sem os filtros infravermelhos (seção 4.7.2, losangos cianos).

Amostra	N_{Ia}	N_{CC}	W_{Ia}	W_{CC}	η_{Ia}
Grupo 20	503	265	0,98	0,0560	0,0292
Grupo 30	313	178	0,98	0,0256	0,0145
Grupo 50	132	81	0,96	0,0010	0,0008
Grupo 70	46	34	0,95	$\lesssim 0,003$	$\lesssim 0,002$

Tabela 4.9: Similar à Tabela 4.5, mas para o cenário com filtros misturados nas bandejas. Nenhuma das CC-SNs simuladas no grupo 70 foi identificada como Ia, e os limites apresentados para W_{CC} e η_{Ia} desse grupo foram estimados a partir da menor variação detectável dado o número de CC-SNs simuladas.

Figura 4.26: Mesma superfície espectral que a do painel direito da Fig. 4.1 (SNIa em $z = 0,25$ convoluída com uma função *top-hat* de 100 Å de largura). Os pontos vermelhos representam observações feitas com os filtros misturados nas bandejas (sem inclusão de erros).

amostragem homogênea de $f_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}}, \Delta t_{\text{obs}})$ pode ser a melhor alternativa para restringir seus parâmetros. É importante lembrar que, apesar dessas vantagens, a estratégia apresentada nesta seção perde a capacidade de medir a forma de linhas espectrais específicas, o que pode ser um defeito relevante dependendo dos objetivos do mapeamento.

4.7.2 Menos filtros, mais tempo

Ao analisar a superfície espectral das SNs, podemos notar que as regiões mais luminosas e as linhas espectrais mais importantes para tipificá-las (linhas do H, He, e SiII) encontram-se abaixo de $\sim 6400\text{Å}$ e apenas entram nos filtros infravermelhos ($\lambda \gtrsim 8000\text{Å}$) em *redshifts* $z \gtrsim 0,25$, quando nossa distribuição de SNIas começa a declinar. Por isso, os filtros infravermelhos carregam menos informação sobre as SNs do que os demais e o tempo alocado a eles deve trazer mais frutos se alocado de outra forma.

Nesta seção nós consideramos um novo cenário onde os 14 filtros infravermelhos (números 43–56) foram retirados do mapeamento e o tempo gasto com eles foi utilizado para aumentar o tempo de exposição dos demais filtros de forma igualitária. Além dos filtros infravermelhos terem, no cenário fiducial, o dobro do tempo de exposição que os

Figura 4.27: Distribuição em *redshift* de SNIas no grupo 30, obtidas com o cenário fiducial (contorno fino e preenchimento azul) e com o cenário sem os filtros infravermelhos (contorno grosso, sem preenchimento). Ambos os histogramas são para dois meses de observações de busca e incluem 610 (cenário fiducial) e 740 (cenário sem os filtros infravermelhos) SNIas.

demaís, sua remoção ainda economiza o tempo de leitura da CCD de 12,2 s para cada sub-exposição, o que nos permitiu aumentar o tempo de exposição dos demais filtros em 73%.

Ao comparar este cenário com o fiducial, é importante lembrar que os mesmos requisitos em termos de número de observações com $\text{SNR} > 3$ resultam em uma seleção mais restritiva para um mapeamento com menos filtros dado que a chance de se obter um certo número de observações com boa SNR é menor quando o número total de observações é menor. Por esse motivo, a melhor forma de comparar os resultados de cenários diferentes é recordar do *trade-off* entre tamanho da amostra e qualidade dos dados e confrontar ambas as grandezas ao mesmo tempo: se ambas aumentam ou se uma permanece igual enquanto a outra aumenta, podemos afirmar que o cenário alternativo é superior.

Conforme o esperado, o aumento do tempo de exposição ampliou o número de SNs observadas e tornou o mapeamento mais profundo (veja a Fig. 4.27). A tipificação também melhorou: ao invés de uma contaminação de 0,0295 na amostra de SNIas do grupo de qualidade 30, este cenário alcançou $\eta_{\text{Ia}} = 0,0125$. Além disso, a Tabela 4.10 mostra que a precisão na determinação dos parâmetros do modelo SALT2 aumentou para x_1 , c e m_B^* , piorou para t_0 – provavelmente devido à diminuição do número de épocas de observação – e se manteve constante para μ uma vez que ela já estava basicamente limitada pela dispersão intrínseca. A Fig. 4.25 apresenta a dependência da rms da diferença Δx_1 para o grupo 30 deste cenário.

4.7.3 Menos SNR, cadência maior

Devido à natureza transiente das SNs, uma taxa temporal de amostragem maior resulta numa melhor determinação da forma de sua superfície espectral. Para um determinado instrumento com características fixas, esse aumento de cadência pode ser alcançado a par-

Amostra	$\sigma_{m_B^*}$	σ_{x_1}	σ_c	σ_{t_0}	σ_μ
<i>photo-z</i> SDSS	0,074	0,72	0,066	0,87	0,25
<i>spec-z</i> SDSS	0,069	0,69	0,043	0,77	0,19
Grupo 20	0,070	0,59	0,056	1,10	0,20
Grupo 30	0,055	0,44	0,036	0,81	0,17
Grupo 50	0,047	0,25	0,024	0,47	0,15
Grupo 70	0,045	0,17	0,018	0,48	0,14

Tabela 4.10: Similar à Tabela 4.6, mas para o cenário sem os filtros infravermelhos.

tir da redução da área observada ou a partir de uma redução do tempo de integração de cada sub-exposição. Enquanto que a primeira opção resulta numa troca entre o tamanho da amostra e a qualidade dos dados, não fica claro, a princípio, qual seria o efeito da segunda opção: apesar de cada sub-exposição ter uma SNR menor, o número de observações independentes seria maior.

Para testar essa segunda opção, nós simulamos um cenário no qual cada filtro teria quatro observações de busca ao invés de duas, sendo que os tempos de exposição foram reduzidos de 60 para 23,9 s para os filtros 1–42 e de 120 para 53,9 s para os filtros 43–56. Esses tempos de exposição foram escolhidos de forma a manter constante a área do céu observada para que pudéssemos analisar o *trade-off* entre tempo de integração e número de observações isoladamente. Note que o aumento do número de sub-exposições também aumenta o tempo perdido como *overhead*.

Em termos da tipificação e determinação dos parâmetros do modelo SALT2, esta simulação apresentou basicamente o mesmo desempenho que a simulação fiducial, o que indica que um maior número de observações pode compensar a redução em SNR de cada medida individual (ao menos no intervalo testado). Contudo, a redução de SNR também diminuiu a profundidade do mapeamento, tornando este cenário inferior ao fiducial.

4.7.4 Redução do tempo de *overhead*

Assumindo que o tempo de *overhead* t_0 é dominado pelo tempo de leitura da CCD t_R , podemos trocar um quadro de ruído σ_R baixo e tempo t_0 alto por outro de σ_R alto e t_0 baixo uma vez que σ_R e t_R seguem a relação:

$$\sigma_R \simeq \left(2 + \frac{50 \text{ s}}{t_R}\right) e^-/\text{pixel}, \quad (4.15)$$

ou seja, o erro cometido na determinação da carga acumulada pela incidência de fótons na CCD é maior se a CCD for lida mais rapidamente. A relação acima tem a mesma forma que a apresentada por Jorden et al. (2012) mas foi levemente ajustada para se aproximar das nossas estimativas de σ_R e t_R [$\sigma_R(t_R = 12,2 \text{ s}) = 6 e^-/\text{pixel}$].

Com o aumento do ruído da CCD, o tempo economizado com sua leitura poderia ser utilizado para aumentar os tempos de exposição e, em consequência, o sinal das medidas. Essa potencial opção para aumentar a SNR foi analisada apenas através do modelo simplificado de fotometria do Apêndice C.

A Fig. 4.28 mostra como a SNR média responde a esse tipo de troca, assumindo que todo o tempo economizado com a leitura da CCD é utilizado como tempo de integração

Figura 4.28: SNR média para uma SNIa em $z = 0,2$ em função do erro de leitura da CCD σ_R , calculada para o nosso mapeamento fiducial com o modelo simplificado do Apêndice C, assumindo que uma leitura com mais ruído pode ser feita mais rapidamente (Eq. 4.15) e que o tempo economizado é todo utilizado para aumentar o tempo de exposição. Linhas cinzas verticais e horizontais foram inseridas para facilitar a visualização. Resultados para outros *redshifts* são bastante similares.

extra. É interessante como existem situações nas quais aumentar o ruído da CCD é mais vantajoso do que diminuí-lo. Porém, os valores adotados para o mapeamento fiducial já são bastante próximos do ponto ótimo, de forma que não é possível aperfeiçoá-lo com essa técnica.

4.8 Incertezas sistemáticas

Nossa escolha de fontes de erros sistemáticos a serem estudadas foi baseada na seleção de [Bernstein et al. \(2012\)](#), utilizada na simulação do mapeamento de SNIs do DES, que foi a seguinte: (a) deslocamentos (*offsets*) nos pontos zeros dos filtros; (b) deslocamentos nos comprimentos de onda médios (ou centrais) dos filtros; (c) contaminação da amostra por CC-SNs; (d) um erro no *prior* adotado para a extinção por poeira na galáxia hospedeira; e (e) um erro na inter-calibração do mapeamento do DES com mapeamentos de baixos *redshifts*. Algumas dessas fontes de erros não são intrínsecas ao instrumento ou aos filtros utilizados: o item (d) se aplica apenas ao modelo de curva de luz MLCS2k2, e o item (e) só apareceria com a combinação dos dados do nosso mapeamento fiducial com os de outros mapeamentos. A contaminação por CC-SNs pode depender do instrumento e da estratégia visto que ela depende da seleção aplicada aos dados, mas ela não afeta medidas individuais de SNs ou a recuperação de parâmetros do modelo SALT2. Seu efeito apenas aparece nas análises de um conjunto de SNIs e a avaliação de seu impacto depende do uso específico dado ao conjunto (e.g. a determinação da equação de estado da energia escura ω ou a comparação de propriedades médias de SNIs em ambientes diferentes). Além disso, [Bernstein et al. \(2012\)](#) mostrou que, para a determinação de ω , a contaminação de

nível similar ao obtido para o nosso mapeamento fiducial era subdominante em relação às outras fontes de desvio sistemático.

Dada as ponderações acima, escolhemos analisar os efeitos causados por *offsets* (a) nos pontos zeros e (b) nos comprimentos de onda centrais dos filtros. Dado que nosso mapeamento seria inteiramente fotométrico, nós também estudamos o impacto da existência de vieses no *photo-z* adotado para fixar o *redshift* das SNIas.

4.8.1 Desvios nos comprimentos de onda centrais dos filtros

Na prática, os filtros empregados para imagear as SNs não seguirão exatamente as curvas de transmissão sintéticas utilizadas para calcular o valor esperado dos fluxos do modelo SALT2, e essa discrepância deve introduzir erros sistemáticos nas medidas. Para estimar esses erros nós criamos um novo conjunto de filtros com deslocamentos aleatórios nos seus comprimentos de onda centrais λ_c . Cada deslocamento foi retirada de uma distribuição uniforme limitada a $\pm 2,5 \times 10^{-3} \lambda_c$, o que é uma especificação conservadora para os filtros do J-PAS (Marin-Franch et al., 2012).

Os fluxos das SNIas neste novo conjunto de filtros foram simulados e então ajustados tanto com o conjunto fiducial de filtros (introduzindo o desvio sistemático entre os filtros verdadeiros e os utilizados para calcular os fluxos esperados) quanto com o mesmo conjunto utilizado para simular os dados (que serviu como uma referência livre de erros sistemáticos). Os parâmetros obtidos do melhor ajuste do modelo SALT2, feito com os dois conjuntos, foram comparados para cada SNIa individualmente. A média da diferença entre esses parâmetros foi utilizada como indicador do viés resultante dessa fonte de erro sistemático.

A discrepância entre os comprimentos de onda centrais verdadeiros e assumidos introduz um viés dependente do *redshift* nos parâmetros do modelo SALT2 que frequentemente apresenta oscilações. Essas oscilações são mais fortes para os parâmetros c , m_B^* e μ , e mais fracas para t_0 . Elas têm um período Δz que varia dentro do intervalo $0,08 \lesssim \Delta z \lesssim 0,14$, enquanto que sua amplitude depende da deslocamento média aplicada aos filtros e sua fase não segue nenhuma relação clara com outros parâmetros. A Fig. 4.29 mostra um exemplo desse tipo de viés para o parâmetro de cor c .

A característica oscilatória do viés pode ser explicada pela série de picos e vales no espectro da SNIa que, durante seu pico de luminosidade, se repetem a cada 500 Å, aproximadamente. Para entender como esses dois atributos poderiam estar ligados, vamos imaginar que um certo filtro azul tem um comprimento de onda central assumido λ_0 e um comprimento de onda real λ_Δ , deslocado em relação ao primeiro para um comprimento de onda menor. Em um certo *redshift* z_1 , λ_0 coincide com um pico do espectro enquanto que λ_Δ , não. Nesse caso, nós mediremos um fluxo menor do que o esperado para λ_0 e concluiremos que a SNIa é mais vermelha do que na realidade. Para uma SNIa em um *redshift* z_2 maior, quando λ_0 coincide com um vale espectral, a medida de fluxo será mais alta do que o esperado para λ_0 e nós concluiremos que a SNIa é mais azul. Esse ciclo se repete num *redshift* $z_3 = z_1 + \Delta z$ ainda maior quando outro pico espectral aparece em λ_0 . Embora o valor exato do Δz necessário para fazer dois picos espectrais consecutivos aparecerem no mesmo filtro depender de z_1 e de λ_0 , ele é da ordem de $\Delta z \sim 0,12$ para o filtro e *redshift* médios.

Nossa estimativa do desvio sistemático nos parâmetros do modelo SALT2 causados

Figura 4.29: Diferença média entre os valores recuperados para o parâmetro de cor c do modelo SALT2 quando as superfícies espectrais são ajustadas com filtros discrepantes e corretos, em função do *redshift*. O uso de filtros sintéticos com comprimentos de onda centrais errados introduz um pequeno viés oscilatório nos parâmetros.

Intervalo de $\Delta\lambda_c$	$\sigma_{m_B^*}^{\text{sys}}$	$\sigma_{x_1}^{\text{sys}}$	σ_c^{sys}	$\sigma_{t_0}^{\text{sys}}$	$\sigma_{\mu}^{\text{sys}}$
$\pm 0,25\%$	0,0053	0,041	0,0034	0,047	0,0070
$\pm 0,08\%$	0,0015	0,014	0,0010	0,013	0,0021

Tabela 4.11: Estimativa dos erros sistemáticos nos parâmetros do modelo SALT2 causados por desvios nos comprimentos de onda centrais λ_c dos filtros estreitos, cada um sorteado de uma distribuição uniforme limitada a $\pm 0,25\%$ e $\pm 0,08\%$ de λ_c .

por deslocações nos comprimentos de onda centrais dos filtros é apresentada na Tabela 4.11. Nós também apresentamos estimativas para deslocações entre $\pm 0,8 \times 10^{-3} \lambda_c$, aproximadamente a precisão que se pode alcançar através da caracterização dos filtros com um aparelho espectrofotométrico e do emprego das curvas de transmissão medidas no cálculo dos fluxos esperados.

Por último, lembramos que discrepâncias nos comprimentos de onda centrais dos filtros também devem introduzir vieses no *photo-z* das galáxias, o que poderia afetar os resultados de SNS. Esse tipo de efeito está além do âmbito deste trabalho. Contudo, a influência dos desvios sistemáticos do *photo-z* sobre dados de SNIs foi estudada na seção 4.8.3 de maneira independente dos efeitos aqui citados. Também vale a pena ressaltar que o J-PAS deve realizar uma caracterização completa dos filtros, de forma que o desvio de $\pm 0,8 \times 10^{-3} \lambda_c$ está mais próximo do esperado para esse projeto. Além disso, cada SN será observada nos filtros em posições espaciais diferentes, o que deve transformar parte dos desvios sistemáticos de λ_c em desvios aleatórios (dado que a curva de transmissão varia de ponto a ponto no filtro). Portanto, a influência sistemática nos dados de SNS deve ser reduzida àquela correspondente à precisão com que se consegue determinar a transmissão média de cada filtro, tornando conservador o desvio de 0,08% em λ_c .

$\sigma_{\Delta ZP}$	$\sigma_{m_B^*}^{\text{sys}}$	$\sigma_{x_1}^{\text{sys}}$	σ_c^{sys}	$\sigma_{t_0}^{\text{sys}}$	$\sigma_{\mu}^{\text{sys}}$
0,01	0,0019	0,014	0,0012	0,015	0,0024

Tabela 4.12: Estimativa dos erros sistemáticos causados por *offsets* nos pontos zeros dos filtros, cada um sorteado de uma distribuição gaussiana com $\sigma_{\Delta ZP} = 0,01$.

4.8.2 Viéses na calibração fotométrica

Para testar os efeitos de um viés na calibração fotométrica (desvios sistemáticos nos pontos zeros), nós introduzimos nos ZPs de cada filtro – cujos valores verdadeiros foram calculados com a Eq. 4.12 – *offsets* aleatórios retirados de uma distribuição gaussiana com desvio padrão $\sigma_{\Delta ZP} = 0,01$. Esse tamanho de desvio é o mesmo utilizado nas simulações do DES (Bernstein et al., 2012). A aplicação de uma técnica de recalibração dos pontos zeros baseada em estimativas de *photo-zs* de ELGs (Molino et al., 2013) pode tornar esse nível de viés uma estimativa conservadora.

Assim como com as deslocações dos comprimentos de onda centrais dos filtros, os viéses resultantes de *offsets* nos pontos zeros também são, em geral, dependentes do *redshift*. Entretanto, nenhum padrão pôde ser identificado: as diversas realizações do viés resultaram em diferentes tendências gerais, termos constantes e variações rápidas nos parâmetros do modelo SALT2. A Tabela 4.12 apresenta a diferença média entre os ajustes com e sem viés de calibração. Os valores apresentados são da mesma ordem de grandeza dos desvios sistemáticos causados por deslocações de $\pm 0,8 \times 10^{-3} \lambda_c$ no comprimento de onda dos filtros, apresentados na seção 4.11.

4.8.3 Viéses no *photo-z*

Viéses típicos de *photo-z* são da ordem de um terço do erro rms, sendo que o uso de espectroscopia na calibração dos *photo-zs* pode ajudar a reduzir esse valor. Para testar os efeitos desse tipo de viés nos dados de SNIas nós criamos quatro simulações, cada uma com um *offset* diferente aplicado aos *photo-zs* das galáxias hospedeiras, que pode ser de $\pm 0,001(1+z)$ ou $\pm 0,002(1+z)$.

O efeito de um viés de *photo-z* na cor da SN é simples: se o *redshift* estimado for maior que o verdadeiro, a SN parecerá mais azul que o esperado para aquele *redshift* e a cor estimada será menor que seu valor verdadeiro; ao contrário, se o *redshift* estimado for menor que o verdadeiro, a SN parecerá mais vermelha. Por outro lado, o efeito do viés de *photo-z* sobre a estimativa de x_1 é mais complexo uma vez que ele envolve duas contribuições opostas: a dilatação temporal da curva de luz e o deslocamento do espectro em λ com o *redshift*.

Uma vez que as curvas de luz são esticadas com z (intervalos de tempo são maiores em altos *redshifts* – veja a Eq. 2.9), a subestimação do *redshift* da SN induz um acréscimo no valor estimado de x_1 pois o modelo buscará compensar a fração não-contabilizada de dilatação temporal com uma largura de curva de luz maior. Na direção oposta, as curvas de luz na parte mais azul da superfície espectral da SNIa são, em geral, mais estreitas que as curvas de luz da parte mais vermelha (veja a Fig. 2.1). Portanto, uma estimativa menor para o *redshift* faria com que confundíssemos uma curva de luz da parte mais azul do espectro com outra da parte mais vermelha, contribuindo para diminuir o valor estimado

$\Delta z/(1+z)$	$\sigma_{m_B^*}^{\text{sys}}$	$\sigma_{x_1}^{\text{sys}}$	σ_c^{sys}	$\sigma_{t_0}^{\text{sys}}$	σ_μ^{sys}
$\pm 0,002$	0,0040	0,031	0,0037	0,062	0,0096
$\pm 0,001$	0,0018	0,012	0,0019	0,031	0,0059

Tabela 4.13: Estimativa dos erros sistemáticos causados por desvios sistemáticos no *photo-z* de $\pm 0,002(1+z)$ e $\pm 0,001(1+z)$.

de x_1 . O viés final em x_1 resulta da combinação desses dois efeitos e, para o nosso mapeamento em filtros estreitos, o efeito do deslocamento no comprimento de onda é levemente maior para $z \lesssim 0,3$, enquanto que a dilatação temporal domina em $z \gtrsim 0,3$.

A magnitude aparente m_B^* também é afetada por efeitos concorrentes: em *redshifts* mais baixos, o espectro da SN é mais compacto em comprimento de onda (existe um número maior de fótons por unidade de comprimento de onda), portanto subestimações de z fazem a SN parecer mais fraca. Por outro lado, a superfície espectral das SNIas atinge seu máximo em $\lambda_{\text{em}} \sim 4000\text{\AA}$ – quase fora do intervalo observado pelo nosso conjunto de filtros – de forma que uma subestimação de z nos leva a concluir que estamos imageando uma região do espectro que deveria ser menos luminosa e resulta numa superestimação da luminosidade da SN.

Finalmente, o módulo de distância μ é afetado pelos vieses em m_B^* , x_1 e c , e por uma combinação de viés de Malmquist e estimativas mal orientadas dos parâmetros de dispersão α e β : em *redshifts* mais altos, nosso mapeamento irá detectar preferencialmente SNIas mais luminosas, o que resultaria em subestimações da distância. Como SNIas mais luminosas tendem a ser mais azuis, o termo $-\beta c$ da Eq. 2.28 corrige parcialmente esse efeito. Porém, os vieses em x_1 e c induzem erros nos parâmetros α e β que podem causar uma correção excessiva ou deficitária de μ . A tabela 4.13 apresenta as estimativas para os erros sistemáticos nos parâmetros do modelo SALT2 provenientes dos desvios no *photo-z* testados.

No caso de um viés de *photo-z* no qual o desvio Δz_i aplicado a cada SN i tem uma média diferente de zero ($\langle \Delta z_i \rangle \neq 0$, como nos casos simulados), μ deve adquirir um *offset* extra e constante em z , da ordem de $\mu_{\text{fid}}(\bar{z} + \langle \Delta z_i \rangle) - \mu_{\text{fid}}(\bar{z})$, devido a um viés que surge no parâmetro de dispersão M_B . Aqui, μ_{fid} é o módulo de distância fiducial utilizado para estimar os parâmetros de dispersão (veja a seção 2.4.2) e $\bar{z}$ é o *redshift* médio do mapeamento. Uma vez que *offsets* constantes em μ são irrelevantes para muitas aplicações, nós não o incluímos nos valores da Tabela 4.13.

4.9 Conclusões do capítulo

Nós mostramos na seção 4.6 que um mapeamento de SNs em filtros estreitos não só é possível como é capaz de fornecer medidas precisas de características espectrais (Fig. 4.18), de parâmetros da superfície espectral (Tabela 4.6 e Figs. 4.19 e 4.20) e do *redshift* (*photo-z*) das SNs (Fig. 4.21). Também mostramos que nosso mapeamento fiducial consegue obter amostras de SNIas com baixa contaminação por CC-SNs (Tabela 4.5). De forma pioneira, todo esse desempenho pode ser alcançado sem qualquer suporte espectroscópico, o que pode ser surpreendente já que cada curva de luz conta com apenas duas observações. Para entender esse resultado, nós ressaltamos que existem 56 curvas

de luz (totalizando 112 observações) e que todas elas são descritas pelos mesmos cinco parâmetros. De maneira ainda mais clara, mostramos que o que as observações buscam restringir é a forma da superfície espectral $f_{\text{obs}}(\lambda_{\text{obs}}, \Delta t_{\text{obs}})$ e que, portanto, o mais relevante é amostrar essa superfície de uma forma razoavelmente homogênea (veja as Figs. 4.1 e 4.26). Nós também estudamos potenciais erros sistemáticos e concluímos que o mais relevante é o proveniente de desvios no *photo-z*, embora todos os erros estudados sejam razoavelmente pequenos (menos de 10% do erro rms – veja a seção 4.8).

Além da boa precisão acessível, um telescópio com um campo de visão grande pode resultar em amostras massivas (aproximadamente 610 SNIas e 180 CC-SNs a cada dois meses de busca – veja a Tabela 4.4), que podem ser utilizadas em estudos de taxas de ocorrência, de relações entre linhas espectrais, de diferenciação entre extinção por poeira e variações intrínsecas de cor, e de relações entre propriedades das SNs e de seus ambientes – além, é claro, de servirem para medir distâncias cosmológicas. Ademais do tamanho das amostras, esses estudos podem se beneficiar da maior resolução espectral quando comparados a fotometria em banda larga.

Nós também mostramos que mapeamentos de SNs em filtros estreitos ainda podem ser otimizados através: (a) da melhor distribuição das observações no plano $\lambda - \Delta t$ (embora possa se perder a capacidade de medir a forma de linhas espectrais específicas – veja a seção 4.7.1); e (b) da seleção de um conjunto menor de filtros que cubra as partes mais relevantes do espectro das SNs (seção 4.7.2). Nós estudamos outras possibilidades de otimização do mapeamento – o aumento da cadência em detrimento da SNR média (4.7.3) e a transferência de parte do tempo de leitura da CCD para o tempo de exposição (seção 4.7.4) – que se mostraram infrutíferas. Outra possível estratégia de otimização que merece ser estudada no futuro é a utilização de filtros levemente mais largos de forma a produzir um aumento da SNR sem a perda da capacidade de detecção das linhas espectrais.

Do lado negativo, vemos que um mapeamento de SNs em filtros estreitos está restrito a *redshifts* baixos ou intermediários já que tempos de exposição muito longos ou áreas coletoras muito grandes seriam necessários para aumentar sua profundidade significativamente. Nosso mapeamento de SNs fiducial possui um *redshift* médio de $\bar{z} \sim 0,25$ e alcança um *redshift* máximo de $z_{\text{max}} \sim 0,5$ (veja a Fig. 4.12), o que é bem menos do que mapeamentos em andamento como o DES. Por esse motivo, ele pode não ser apropriado para restringir sozinho os parâmetros cosmológicos. Ainda assim, ele deve ser muito valioso para a cosmologia através de sua contribuição para os estudos citados acima, já que todos eles influenciam a cosmologia através da melhor modelagem das SNIas e da redução das incertezas sistemáticas de origem astrofísica. O trabalho apresentado neste capítulo foi publicado em [Xavier et al. \(2014\)](#).

Apesar dos resultados apresentados aqui serem dependentes das especificações adotadas para o mapeamento, eles podem servir de guia para outros instrumentos e estratégias de observação. Nesse caso, é importante lembrar que algumas características são cruciais para a sua performance: deve existir um intervalo de no mínimo um mês entre as observações de fundo e de busca; o intervalo de comprimentos de onda observado deve ser razoavelmente largo (e.g. 4000–6500 Å) para que se possa medir a cor da SN com alguma precisão; um mínimo de quatro épocas de observação de busca devem existir, mesmo que em filtros diferentes; e o intervalo de tempo Δt_s entre diferentes épocas de observação deve estar no intervalo $2 \lesssim \Delta t_s \lesssim 15$ dias. Para servir como alternativa competitiva a mapeamentos espectroscópicos, o volume mapeado durante o tempo de vida de uma SN

(de aproximadamente dois meses) deve ser grande o suficiente para que a eficiência do mapeamento fotométrico ultrapasse aquela atingível pelos espectrógrafos disponíveis.

Capítulo 5

Conclusões finais

Além de serem objetos astrofísicos de enorme potência energética e cujo mecanismo físico é ainda pouco conhecido, supernovas de tipo Ia são um dos mais importantes observáveis para a cosmologia: sua alta luminosidade intrínseca, que pode ser determinada com uma precisão de até 0,12 mag, a torna o melhor método conhecido de determinação de grandes distâncias a partir de medidas de fluxo. Sua completa caracterização – em particular a de sua dependência com o ambiente intra e extragaláctico, apresentada no capítulo 3 – pode não só fornecer pistas para a sua natureza como aprimorar a determinação de distâncias e reduzir seus potenciais desvios sistemáticos. Isso é particularmente importante uma vez que tais medidas são uma peça chave para o entendimento da expansão acelerada do Universo.

Conforme apresentado na seção 3.4, existem diferenças claras entre SNIas residentes em galáxias passivas e ativas. Das diversas diferenças detectadas, uma das mais evidentes é a menor largura da curva de luz das SNIas em hospedeiras passivas (Fig. 3.6). Dado que a largura da curva de luz é uma característica inerente da supernova, essa diferença indica a existência de populações distintas de SNIas em cada ambiente. As diferenças apresentadas na Tabela 3.5 entre as magnitudes padrão M_B e os parâmetros de dispersão β , que relacionam a cor com a luminosidade da SNIa, são as mais significativas para a cosmologia uma vez que seu desconhecimento introduz desvios sistemáticos nas distâncias inferidas; no caso de β , esse desvio surge na presença do viés de Malmquist que seleciona, preferencialmente, SNIas mais azuis em altos *redshifts*.

A identificação de diferenças dentre as SNIas em galáxias passivas, quando separadas de acordo com a idade da hospedeira (Fig. 3.13), pode servir para restringir os possíveis progenitores desse tipo de supernova e fornece uma explicação para a preferência observada nas SNIas em aglomerados de galáxias por curvas de luz muito estreitas (seção 3.5). A existência de peculiaridades nas SNIas residentes em aglomerados pode impactar trabalhos sobre taxas de ocorrência (e.g. Dilday et al., 2010) e sobre distâncias inferidas a partir de SNIas em aglomerados (e.g. Suzuki et al., 2012). Este último tem particular importância para a cosmologia e certamente se beneficiaria de grandes amostras de supernovas bem caracterizadas.

Conforme mostramos no capítulo 4, um mapeamento do céu em filtros de banda estreita é um método ideal para a pesquisa das dependências ambientais de supernovas uma vez que, com ele, não só podemos construir enormes amostras bem caracterizadas em termos de tipificação e de ajuste de modelos de curvas de luz como podemos obter informação quasi-espectral tanto da supernova quanto de seu ambiente local. Tal mapeamento, se realizado nos moldes deste trabalho – ou ainda melhor, se seguir as recomendações de

otimização propostas na seção 4.7 – pode ser a palavra final nesse ramo da astrofísica.

Apêndice A

Determinação dos requisitos da amostra

A.1 Derivação de uma fórmula guia

Ao decidir os requisitos que as SNIs devem satisfazer para serem consideradas membros de aglomerados de galáxias, existe um processo de troca e balanceamento entre completeza e pureza da amostra. Requisitos altamente restritivos resultarão em um conjunto pequeno e puro, enquanto que requisitos fracos levarão a uma amostra grande, porém contaminada. Para guiar nossa decisão sobre o melhor tipo de amostra para nosso estudo, suponha que alguma propriedade X das SNIs tem um valor médio $\bar{X}_A$ numa amostra A e $\bar{X}_B$ em uma amostra diferente B . Uma forma de determinar se A e B possuem propriedades verdadeiramente distintas é através da aplicação de um teste de diferença como o teste Z (Sprinthal, 1990):

$$Z = \frac{\bar{X}_A - \bar{X}_B}{\sqrt{\sigma_{\bar{X}_A}^2 + \sigma_{\bar{X}_B}^2}}, \quad (\text{A.1})$$

onde $\sigma_{\bar{X}_A}^2$ e $\sigma_{\bar{X}_B}^2$ são as variâncias das médias de X para as amostras A e B . Valores altos de Z indicam que as amostras em questão representam populações diferentes.

Agora considere que a amostra $S = (A \text{ ou } B)$ contém $N_S = N_S^{(C)} + N_S^{(F)}$ SNIs, onde $N_S^{(C)}$ estão, de fato, em aglomerados e $N_S^{(F)}$ estão, de fato, no campo. Assumindo que as variâncias de X para as duas populações são iguais ($\sigma_{X_C}^2 = \sigma_{X_F}^2 = \sigma_X^2$), que

$$\sigma_{\bar{X}_S}^2 = \frac{\sigma_{X_S}^2}{N_S} = \frac{\sum_{i=1}^{N_S} (X_i - \bar{X}_S)^2}{N_S(N_S - 1)} \simeq \frac{\overline{X^2}_S - \bar{X}_S^2}{N_S}, \quad (\text{A.2})$$

e que

$$\bar{X}_S \simeq \frac{N_S^{(C)} \bar{X}_C + N_S^{(F)} \bar{X}_F}{N_S}, \quad (\text{A.3})$$

$$\overline{X^2}_S \simeq \frac{N_S^{(C)} \overline{X^2}_C + N_S^{(F)} \overline{X^2}_F}{N_S}, \quad (\text{A.4})$$

onde $\bar{X}_C$ e $\overline{X^2}_C$ ($\bar{X}_F$ e $\overline{X^2}_F$) são os valores reais das médias de X e de X^2 para a população em aglomerados (no campo), nós chegamos à fórmula:

$$Z \simeq \frac{(1 - \phi_A - \phi_B)}{\sqrt{\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_B} + \xi^2 \left[\frac{\phi_A(1 - \phi_A)}{N_A} + \frac{\phi_B(1 - \phi_B)}{N_B} \right]}} \xi, \quad (\text{A.5})$$

$$\xi \equiv \frac{\bar{X}_C - \bar{X}_F}{\sigma_X}, \quad (\text{A.6})$$

onde $\phi_A \equiv N_A^{(F)}/N_A$ e $\phi_B \equiv N_B^{(C)}/N_B$. Se tentarmos compor A (B) principalmente com SNias de aglomerados (de campo), ϕ_A (ϕ_B) pode ser interpretado como a fração de contaminação por SNias de campo (de aglomerados). Nesse caso, nossa amostra aproximada de SNias em aglomerados A irá dominar tanto o ruído de Poisson quanto o ruído devido à contaminação, uma vez que $N_A \ll N_B$ e SNias de aglomerados são eventos mais raros que SNias de campo. Assim, podemos aproximar a Eq. A.5 para:

$$Z \simeq \frac{(1 - \phi_A)\sqrt{N_A}}{\sqrt{1 + \phi_A(1 - \phi_A)}\xi^2} \xi. \quad (\text{A.7})$$

Para um dado ξ , precisamos encontrar os requisitos para pertencimento à amostra A que maximizam Z . Neste trabalho, os parâmetros disponíveis são a separação angular máxima $\theta_{\max}^{(k)}$, a diferença máxima em *redshift* δz e a probabilidade mínima de compatibilidade em *redshift* com um aglomerado real $P_{\min}$. Devemos agora estimar como tais parâmetros influenciam a contaminação ϕ_A .

A.2 Estimando a contaminação da amostra

Para aglomerados com *redshifts* espectroscópicos

A escolha de $\theta_{\max}^{(k)}$ foi baseada em estudos anteriores (veja [Dilday et al., 2010](#); [Mannucci et al., 2008](#)) e fixada na projeção de uma separação física de 1,5 Mpc. Neste trabalho nós não determinamos como a escolha de $\theta_{\max}^{(k)}$ afetaria a contaminação, e assumimos que SNias dentro dessa separação angular estão, necessariamente, projetadas sobre um aglomerado. A diferença máxima em *redshift* δz foi definida como 0,005, o que corresponde a uma velocidade relativa entre a galáxia mais brilhante do aglomerado (BCG) e a SNia de 1500 km s⁻¹. A contaminação da nossa amostra de SNias em aglomerados, ϕ_A , foi então calculada como:

$$\phi_A = \sum_{n=1}^{N_A} [(1 - q_n) + q_n(1 - p_n) + q_n p_n \Pi_n], \quad (\text{A.8})$$

onde p_n é a probabilidade da SNia n , pertencente à amostra A , ter um *redshift* compatível com o aglomerado, calculada através da Eq. 3.8; e q_n é a probabilidade do aglomerado no qual a SNia n está projetada ser real (dada pela Tabela 3.1). Toda SNia na amostra A deve ter $q_n p_n > P_{\min}$ (além de uma separação angular menor que $\theta_{\max}^{(k)}$), e portanto $P_{\min}$ controla tanto N_A quanto ϕ_A .

O termo $q_n p_n \Pi_n$ leva em consideração o fato de que a compatibilidade em *redshift* entre a supernova e um aglomerado real não significa, necessariamente, que eles estão

ligados, uma vez que a diferença observada em *redshift* pode ser devido a expansão do universo e, portanto, refletir uma separação radial comóvel de $\sim 20\text{Mpc}$. A quantidade Π_n é então a probabilidade de uma SNIa de campo ser capaz de cumprir nossos critérios de adesão da amostra em aglomerados, e foi estimada com base em taxas de SNIas, luminosidade de aglomerados e em funções de luminosidade de galáxias publicadas (Dilley et al., 2010; Blanton et al., 2003). Dado que tanto a taxa de SNIas por luminosidade quanto a própria luminosidade dos aglomerados são mais altas do que a taxa e a luminosidade de galáxias de campo dentro de um volume determinado por $\theta_{\text{max}}^{(k)}$ e $\pm\delta z$, esse termo é desprezível quando comparado com $(1 - q_n)$, que é a probabilidade do aglomerado ser falso, e com $q_n(1 - p_n)$, que é a probabilidade da SNIa n ter um *redshift* incompatível com o aglomerado.

Para aglomerados com *redshift* fotométrico

Enquanto a escolha de $\theta_{\text{max}}^{(k)}$ foi a mesma que para aglomerados com *redshifts* espectroscópicos, as escolhas de δz e de P_{min} feitas para aglomerados com *redshifts* fotométricos foram ambas guiadas pela maximização de Z na Eq. A.7. A contaminação ϕ_A foi determinada utilizando a amostra de SNIas em aglomerados com *spec-z* como um catálogo fiducial e contando quantas SNIas inicialmente rejeitadas eram aceitas quando utilizávamos o *redshift* fotométrico. Os valores encontrados para δz e P_{min} foram então utilizados como requisitos de pertencimento para aglomerados sem *spec-z*.

A.3 Resultados obtidos para os requisitos

A maximização de Z na Eq. A.7 foi realizada separadamente para os dois tipos de *redshift* dos aglomerados, e em ambos os casos ela foi feita utilizando os valores $\xi = 0$ e $\xi = 1$. Em todos os casos o valor que maximizou Z foi $P_{\text{min}} = 0,50$. Esse valor é razoável dado que ele inclui na amostra todas as SNIas com uma chance marginalmente maior de pertencer a um aglomerado real e as exclui em caso contrário. A contaminação da sub-amostra de aglomerados com *spec-z* por SNIas de campo foi estimada em 18%.

Para aglomerados que contam apenas com *photo-z*, a diferença em ξ também não afetou a escolha para δz (de 0,030), o que resulta numa contaminação de 42%. A combinação das duas sub-amostras incrementou Z e a contaminação final foi estimada em 29%.

Apêndice B

Bordas do mapeamento do J-PAS

B.1 Introdução

A estrutura de mosaico do plano focal do J-PAS e a organização de seus filtros – um filtro diferente sobre cada uma das 14 CCDs (veja a Figura 4.23) – gera o problema de que as bordas de uma região mapeada terão uma cobertura incompleta nos filtros. Como exemplo, imagine que o céu é um plano paralelo a esta página. Os apontamentos serão realizados movendo o feixe (*beam*) do telescópio (representado pela Figura 4.5) para a esquerda, direita, para cima e para baixo. Dessa forma, a região superior do céu não será mapeada nos filtros colocados sobre as CCDs inferiores. A cobertura final de filtros será gradualmente menor a medida que nos aproximarmos da borda da região mapeada. A Figura 4.9 mostra a cobertura em filtros de cada parte de uma região quadrada.

A quantidade de regiões com cobertura incompleta de filtros depende do tamanho e do formato da região mapeada. A determinação de uma área final ótima é particularmente importante quando se trata de uma área pequena, como deve ser o caso da parte sul do J-PAS (Benitez et al., em preparação) e de um potencial *survey* profundo. Além disso, este estudo tem grande impacto no mapeamento de supernovas do J-PAS, e consequentemente no mapeamento como um todo (incluindo a parte norte), no caso de se decidir utilizar o mapeamento principal também para observar supernovas. Dado que supernovas são eventos transientes, para evitar uma cobertura incompleta de suas curvas de luz é necessário otimizar a área imageada durante seu tempo de vida (~ 2 meses).

Para buscar essa otimização, adotamos a aproximação de “céu plano” – que não deve introduzir grandes erros nas quantidades calculadas aqui até escalas de interesse ($\lesssim 800 \text{ deg}^2$) – e a suposição de que o mapeamento do J-PAS seria construído por apontamentos sucessivos obtidos a partir de translações da forma $\vec{i}(n,m) = nl_{\text{CCD}}\vec{i} + ml_{\text{CCD}}\vec{j}$, onde l_{CCD} é a largura da CCD em graus; $\vec{i}$ e $\vec{j}$ são versores de uma base cartesiana que definem um certo plano no céu; e n e m são números inteiros (rotações do plano focal foram consideradas apenas na seção B.4). Nós então argumentamos que a forma que otimiza a cobertura em filtros é o quadrado (ou seu equivalente em uma superfície esférica) e que faixas longas são uma má escolha, e recomendamos que qualquer região mapeada do céu deveria ser maior que $\sim 200 \text{ deg}^2$, sendo que quanto maior, melhor.

B.2 Quadrado como forma ótima

O formato das CCDs e sua distribuição no plano focal amarra as formas finais possíveis para as regiões observadas no céu: elas podem ser formadas apenas por superposições de uma forma criada por uma única exposição, representada na Figura 4.5. Além disso, regiões com cobertura completa de filtros são necessariamente formadas por superposição de quadrados, dada a forma das CCDs. Este é um processo similar ao de pintar uma superfície com um carimbo que não pode ser girado.

Devido a esse vínculo, qualquer região construída deve possuir bordas compostas de segmentos verticais ou horizontais, ou seja, nenhuma diagonal de nenhum tipo pode ser criada. Qualquer tentativa de criar uma diagonal resultará num padrão de “escada”. Com essa restrição, a linha reta que minimizaria a distância entre dois pontos não é necessariamente viável, e então o caminho de menor comprimento entre dois pontos separados por um vetor $\vec{i}(n,m)$ será aquele que possui n passos na direção $\vec{i}$ e m passos na direção $\vec{j}$, independentemente de sua organização. Caminhar em “zigue-zague” até um ponto leva à mesma distância que ir em linha reta pelo vetor $\vec{i}$ e então em outra linha reta pelo vetor $\vec{j}$.

Dito isto, podemos passar para o problema de encontrar a forma que maximiza a área central, coberta por todos os filtros, enquanto mantém constante o número de apontamentos, que é proporcional ao tempo de observação disponível. Apesar de não apresentarmos uma prova da preferência por quadrados, a Figura B.1 pode ser bastante convincente. Ela apresenta duas regiões: um quadrado hachurado com contorno tracejado grosso, em azul, e um “pseudo-círculo” hachurado com contorno tracejado fino, em vermelho. Essas regiões foram formadas através da superposição de imagens obtidas com uma câmera hipotética (representada em preto) de quatro CCDs, sem espaçamento entre elas. As regiões hachuradas representam a área coberta pela CCD de referência, de número 1. Utilizando os 12 quadradinhos do tamanho de CCDs mais externos da região vermelha para cobrir as quinas da região azul, podemos ver que ambas as regiões têm a mesma área.

Para encontrarmos as regiões com cobertura total dos filtros notamos que, dado que essas regiões também devem ser imageadas nos filtros de número 2, 3 e 4, elas precisam estar sempre acompanhadas de um quadradinho hachurado na sua esquerda (o filtro 1 está à esquerda do filtro 2), em cima (o filtro 1 está acima do filtro 3) e no seu canto superior esquerdo (onde o filtro 1 está em relação ao filtro 4). As regiões com cobertura completa estão representadas com contornos contínuos vermelhos (finos) e azuis (grossos). Ao utilizar os 8 quadradinhos mais externos do contorno contínuo vermelho para cobrir as quinas da região com contorno contínuo azul, podemos ver que a área de cobertura completa desenhada em vermelho é menor que a em azul por 4 quadradinhos do tamanho da CCD.

Outra forma de conceber esta questão é pensar em qualquer “zigue-zague” ou padrão de “escada” como dobras em um potencial segmento de reta (ou uma combinação de poucos segmentos de retas). Tais dobras são boas em maximizar bordas e minimizar áreas.

Figura B.1: Duas formas fechadas (em azul e vermelho) representando um mapeamento potencial para um telescópio de quatro CCDs em seu plano focal organizados de acordo com o desenho em preto. As regiões hachuradas em azul e vermelho representam os mapeamentos feitos pela CCD de referência de número 1 (a região em azul está, em sua maioria, coberta pela região vermelha), e os contornos contínuos de cores respectivas delimitam o mapeamento que possui cobertura completa dos filtros.

B.3 Eficiência de cobertura em filtros

Aqui apresentamos a quantidade de área com cobertura incompleta nos filtros para mapeamentos retangulares de vários tamanhos e proporções. Primeiro, notamos que todas as bordas – de cima, de baixo, da esquerda e da direita – têm a mesma largura $b = 3(l_{\text{CCD}} + l_{\text{gap}})$, onde l_{gap} é o tamanho da separação entre as CCDs. Isso ocorre pois a separação entre as CCDs mais à esquerda e as mais à direita é de três CCDs e três separações, e o mesmo ocorre entre as CCDs mais acima e as mais abaixo. Assumindo que as CCDs são quadrados e que as separações horizontais e verticais são iguais, então todas as bordas serão iguais. Ignorando o minúsculo pedaço faltante de área $(l_{\text{CCD}} + l_{\text{gap}})^2/2 = b^2/18$ causado pela distribuição das CCDs no plano focal, a área de cada quina (regiões brancas da Fig. B.5) pode ser aproximada por b^2 .

Nesta etapa, é importante diferenciar três áreas úteis: a *área central* A_C onde a cobertura de filtros é completa, a *área total imageada* A_T e a *área de apontamento* A_P . Essa área de apontamento A_P é a área que seria coberta pela CCD de referência após todos os apontamentos terem sido realizados. Temos então que:

$$A_T > A_P > A_C. \quad (\text{B.1})$$

A Figura B.2 apresenta a distinção entre essas áreas.

Para relacionar essas áreas matematicamente, vamos assumir que construímos o mapeamento retangular executando n passos de tamanho l_{CCD} na direção $\vec{i}$ e m passos de mesmo tamanho na direção $\vec{j}$. Nós então obtemos as seguintes áreas:

Figura B.2: Regiões às quais podemos nos referir num mapeamento: a área mais externa A_T em preto, a área central A_C em azul e a área de apontamento A_P em vermelho tracejado. Aqui ignoramos o deslocamento horizontal das CCDs do meio em relação às do topo e da base do plano focal do J-PAS (veja a Figura 4.5), cujo efeito nas áreas mencionadas é insignificante.

$$\begin{aligned} A_T &= (nl_{\text{CCD}} + b) \cdot (ml_{\text{CCD}} + b) - 4 \frac{b^2}{18}, \\ A_P &= nl_{\text{CCD}} \cdot ml_{\text{CCD}}, \\ A_C &= (nl_{\text{CCD}} - b) \cdot (ml_{\text{CCD}} - b), \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

onde o termo $b^2/18$ em A_T se refere ao pedaço faltante mencionado anteriormente.

Dadas essas três áreas, podemos calcular duas frações de cobertura incompleta, I_A e I_t :

$$\begin{aligned} I_A &= 1 - \frac{A_C}{A_T}, \\ I_t &= 1 - \frac{A_C}{A_P}. \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

A primeira, I_A , que chamamos de Ineficiência em área, nos informa a fração da área final observada que terá cobertura incompleta. Essa fração é útil quando calculamos a quantidade de objetos observados pelo mapeamento que não serão imageados em todos os filtros. A segunda, I_t , que chamamos de Ineficiência em tempo, nos informa a fração de apontamentos que não irão obter cobertura completa. Essa fração é útil quando buscamos otimizar o uso do tempo do telescópio.

A Figura B.3 apresenta ambas as curvas de ineficiência em função da área para retângulos de proporção entre os lados 1 (um quadrado), 5, 10, 15 e 20 (aproximadamente duas vezes mais largo que a Stripe 82 do SDSS e com $A_P \simeq 720 \text{ deg}^2$). As menores áreas para as quais as curvas são desenhadas representam, aproximadamente, as áreas mínimas A_T e A_P para as quais a área central A_C é maior que zero. Esse valor se torna maior com a proporção entre os lados do retângulo, pois para, digamos, uma longa faixa, a quantidade de área total deve ser maior para que a região central tenha, no mínimo, uma CCD de largura. Outra característica interessante que pode ser notada na Figura B.3 é que, quanto maior a proporção $\frac{n}{m}$, menos inclinada é a curva. Isso ocorre pois, com o aumento da área, as bordas de uma faixa longa crescem mais rápido que as bordas de um quadrado.

Figura B.3: Curvas representando as ineficiências I_A e I_t definidas na Eq. B.3 como função das áreas A_T e A_P para um quadrado (em azul) e para retângulos cujos m e n na Eq. B.2 seguem as relações $\frac{n}{m} = 5, 10, 15, 20$. O retângulo mais longo, representado em vermelho, possui uma razão $\frac{n}{m}$ igual a aproximadamente a metade da razão para a Stripe 82 do SDSS. Aqui assumimos que a largura da CCD é de 94,5mm e que o intervalo de pixel a pixel entre as CCDs é de 15mm. A escala utilizada foi de 22,67"/mm.

Figura B.4: Posição dos filtros no plano focal após rotações de -90° , 0° (sem rotação), $+90^\circ$ e 180° .

B.4 Girando o plano focal

Até este momento, nós consideramos que a orientação do plano focal – e, portanto, a posição dos filtros – estava fixa. Aqui analisamos o efeito de relaxar essa restrição.

Uma cobertura diferente das bordas pode ser obtida, por exemplo, através da tomada de quatro sub-exposições (com a mesma bandeja de filtros) de uma mesma região do céu, cada uma com o plano focal do telescópio girado de um múltiplo diferente de 90° . A Figura B.4 mostra o arranjo dos filtros no plano focal em cada uma dessas configurações.

A principal consequência de tal estratégia é que ela distribui uma quantidade fixa de sub-exposições entre mais filtros. Se todas as quatro sub-exposições são tomadas (numa certa bandeja) com a mesma orientação do plano focal (nenhuma rotação é realizada), então uma determinada região da borda será imageada quatro vezes em cada um dos, digamos, sete filtros diferentes. Se, por outro lado, cada sub-exposição for tomada com uma orientação do plano focal diferente, então essa mesma região da borda será observada aproximadamente duas vezes em cada um dos 14 filtros. Ou seja, existe uma troca entre número de imagens em filtros diferentes e número de sub-exposições num mesmo filtro,

Figura B.5: O desenho na esquerda representa o mapeamento apresentado nas Figuras B.6 e B.7. O desenho da direita mostra como cada região do mapeamento (a central com cobertura completa, em laranja; os lados, em amarelo; e as quinas, em branco) muda com o aumento da área total. As quinas mantêm o mesmo tamanho, os lados aumentam em apenas uma direção e a região central aumenta nas duas.

enquanto que o número total de sub-exposições permanece praticamente constante¹. Em outras palavras, é impossível resolver o problema de incompleteza nas bordas através de rotações do plano focal. O que se pode fazer é trocar *incompleteza em filtros* por *incompleteza em número de exposições*.

As Figuras B.6 e B.7 apresentam o número de sub-exposições em cada um dos filtros de uma bandeja para todas as regiões diferentes de um mapeamento quadrado de 7×7 CCDs (cuja a área $A_C = 1$ CCD). Essa área A_C – que possui cobertura completa nos filtros – está representada em laranja, e as bordas são representadas em branco (as quinas) e em amarelo (os lados). A Figura B.6 representa a estratégia na qual todas as sub-exposições são tomadas com a mesma orientação do plano focal (sem rotações), e a Figura B.7 representa a estratégia na qual cada sub-exposição é feita com uma orientação diferente. Essas figuras resumem toda a informação sobre cobertura em filtros de mapeamentos retangulares, não importa o tamanho: um aumento da área total apenas replica regiões já representadas através do prolongamento das regiões amarelas e da ampliação da região laranja (a região em branco permanece de mesmo tamanho), mantendo o mesmo padrão de cobertura em cada região (veja a Figura B.5). Dado que a área das quinas permanece constante enquanto a área dos lados aumenta com, aproximadamente, a raiz quadrada da área central A_C , mais atenção deve ser dada às regiões da borda em amarelo do que às regiões em branco, uma vez que, num mapeamento realista, a região em amarelo seria maior.

As consequências exatas dessa troca não são fáceis de prever, e provavelmente dependem de detalhes como o tempo de exposição total, quantidade de informação obtida pela cobertura extra em filtros e as funções de luminosidade dos objetos. Em geral, a redução do número de sub-exposições por filtro irá reduzir a profundidade do *survey* – e, portanto, a quantidade de objetos detectados. Além disso, alguns passos da redução de imagens como a remoção de raios cósmicos e, na ciência de supernovas, a subtração do fundo, requerem ao menos duas sub-exposições num mesmo filtro. Manter um registro das observações pode, ademais, ser mais complicado com a rotação do plano focal.

Por outro lado, dado que a razão sinal-ruído aumenta com a raiz quadrada do tempo

¹Devido à assimetria do plano focal sob rotações de $\pm 90^\circ$, o número de filtros imageados nas bordas horizontais e verticais, em uma sub-exposição, são ligeiramente diferentes. Este fato bagunça um pouco a troca entre o número de observações em filtros diferentes e o número de sub-exposições no mesmo filtro.

de exposição total do filtro, provavelmente mais informação seria obtida (de objetos já detectados) quando um filtro extra é observado do que quando o mesmo filtro é observado por mais tempo. Além disso, para um mapeamento suficientemente profundo, o alcance extra em *redshift* obtido através da duplicação do tempo de exposição por filtro pode ser negligível.

Para testar o efeito da rotação do plano focal especificamente para dados de supernovas, simulamos ambas as estratégias (com e sem rotação), e os resultados indicaram que a estratégia sem rotação é melhor. Isso ocorreu pois a rotação reduz o número de observações no mesmo filtro, o que, além de aumentar o ruído na imagem de fundo, reduz o número de observações da supernova que seriam realizadas em dias diferentes e, portanto, que forneceriam informações independentes. Logo, a maior quantidade de informação obtida pela maior cobertura do espectro na estratégia com rotação é compensada pela perda de cobertura temporal. Nas regiões das bordas onde a supernova é imageada duas ou menos vezes em cada filtro, a subtração do fundo fica prejudicada pelo aumento do ruído ou totalmente inviabilizada pela ausência de mais de uma imagem.

Figura B.6: Cobertura nos filtros de uma área de 7×7 CCDs quando as quatro sub-exposições são tomadas com a mesma orientação do plano focal (0°). Os desenhos pequenos do plano focal são usados para representar a cobertura em filtros naquele local. Os números representam a quantidade de sub-exposições tomadas no filtro localizado na posição correspondente (usando como referência o plano focal fixo em 0°). Cada desenho do plano focal tem o tamanho de $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2}$ CCD (os espaçamentos foram ignorados). Para informações sobre as cores utilizadas veja a Figura B.5.

Figura B.7: Cobertura nos filtros de uma área de 7×7 CCDs quando as quatro sub-exposições são tomadas com uma orientação do plano focal diferente (-90° , 0° , $+90^\circ$ e 180°). Os desenhos pequenos do plano focal são usados para representar a cobertura em filtros naquele local. Os números representam a quantidade de sub-exposições tomadas no filtro localizado na posição correspondente (usando como referência o plano focal fixo em 0°). Cada desenho do plano focal tem o tamanho de $\frac{1}{2} \times \frac{1}{2}$ CCD (os espaçamentos foram ignorados). Para informações sobre as cores utilizadas veja a Figura B.5.

Apêndice C

Modelo simplificado de fotometria

Para servir de guia das relações entre as especificações de um projeto de mapeamento do céu e os fluxos e incertezas que dele podem resultar, nós desenvolvemos fórmulas analíticas simplificadas que reproduzem as principais características e dependências da fotometria de um telescópio. É importante lembrar que os resultados apresentados no capítulo 4 são baseados em simulações complexas e realistas que são capazes de modelar diversos efeitos não incluídos neste modelo simplificado. Apesar disso, as fórmulas presentes neste apêndice são úteis para indicar possíveis formas de otimização da fotometria e para entendermos os resultados da simulação.

Para um astro de magnitude AB aparente m , a contagem de fótons C pode ser calculada a partir de:

$$C = 10^{-0,4(m-ZP)}, \quad (\text{C.1})$$

onde ZP será dado pela fórmula simplificada:

$$ZP \simeq 2,5 \log_{10} \left(\frac{A \Delta \tau \bar{T} \Delta \lambda}{h \lambda_c} \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2} \right) - 48,6. \quad (\text{C.2})$$

Na equação acima, $\bar{T}$ é a transmissão média do filtro e $\Delta \lambda$ e λ_c são sua largura de banda e seu comprimento de onda médios, respectivamente.

A relação entre as magnitudes aparente m e absoluta M não é simples (veja a seção 2.1.4). Primeiro, os fótons que chegam com um certo comprimento de onda λ_{obs} foram emitidos por outra parte do espectro (mais azul), centrada em $\lambda_{\text{em}} = \lambda_{\text{obs}}/(1+z)$. Isso introduz variações em m que não dependem apenas da distância até o astro e que em geral são modeladas com a correção K (Hogg et al., 2002). Para que nosso modelo simplificado não dependa do espectro específico do astro nós ignoramos a correção K , o que equivale a assumir uma magnitude absoluta M igual para todos os comprimentos de onda:

$$m = M + \mu(z) = M + 5 \log_{10} \left[\frac{d_L(z)}{\text{Mpc}} \right] + 25. \quad (\text{C.3})$$

Para SNIas e os filtros do J-PAS, essa simplificação resulta numa subestimação da contagem de fótons que pode chegar a 30% em $z = 0,5$, uma vez que o pico do espectro da SNIa aparece em $\lambda = 4000\text{\AA}$ e a maioria dos filtros do J-PAS observam comprimentos de onda maiores.

Outro efeito não contabilizado na Eq. C.3 é o viés de Malmquist: todos os astros – e até mesmo SNIas – apresentam uma dispersão na magnitude absoluta M , e mapeamentos

limitados por fluxo vão acabar selecionando, a distâncias maiores, apenas os objetos mais brilhantes. Por isso, a Eq. C.3 subestima ainda mais o valor de m .

Para astros que apresentam uma variação da magnitude M com o tempo, aparece outro efeito dependente de z devido à dilatação temporal da curva de luz: em altos *redshifts*, astros observados porque passaram num corte de SNR mínima manterão esse nível de SNR por mais tempo, resultando em um valor médio maior. Por ignorarmos esse efeito, ocorrerá uma nova subestimação do valor de m caso ele seja usado para representar uma média das observações de uma curva de luz.

Por último, nós não levamos em conta o efeito da extinção galáctica, que reduz o fluxo observado de acordo com o comprimento de onda central do filtro e com a posição angular do astro. Para o nosso mapeamento fiducial, essa aproximação resultaria numa superestimação da contagem de fótons de $\sim 15\%$; entretanto, ela pode ser absorvida por um aumento no valor de M . Em resumo, a aproximação descrita na Eq. C.3, com M constante, resulta numa subestimação da contagem de fótons provenientes de SNIas feita com nosso mapeamento fiducial, o que significa que ela pode ser utilizada como uma estimativa conservadora para a razão sinal-ruído.

O cálculo da incerteza no fluxo pode ser feito com as Eqs. 4.9 e 4.11, e a flutuação de Poisson na contagem por pixel de fótons provenientes do céu σ_{sky} (Eq. 4.10) pode ser aproximada por:

$$\sigma_{\text{sky}}^2 = P^2 10^{-0,4(m_{\text{sky}} - ZP)}, \quad (\text{C.4})$$

onde P é o tamanho angular do pixel e m_{sky} é a magnitude do céu por arcsec². Valores médios que podem ser adotados para a magnitude absoluta da SNIa e da galáxia hospedeira são $M_{\text{sn}} = M_{\text{gal}} = -18,4$, e uma magnitude por arcsec² representativa para o céu é $m_{\text{sky}} = 20,2$.

Apêndice D

SNIs no J-PAS com duas bandejas

Por ser um projeto em construção, a estratégia observacional que será efetivamente implementada no J-PAS ainda não está definida, o que torna bastante difícil manter a simulação em sincronia com o que deve ser realizado com esse projeto. Neste apêndice nós apresentamos os resultados das simulações obtidas com a estratégia mais recente (até a data de conclusão deste trabalho) proposta pela colaboração.

D.1 Descrição da estratégia

Em relação à descrição dos instrumentos e da estratégia observacional apresentada nas seções 4.3 e 4.4, as principais diferenças do plano mais recente para o J-PAS são duas: a mistura dos filtros nas bandejas e a divisão do tempo total do mapeamento em duas fases, sendo que em cada fase a área total de 8.500 deg^2 deve ser imageada em apenas duas bandejas. Além de motivos técnicos descobertos pela colaboração, outra motivação para a mudança na estratégia é a obtenção de dados suficientes para se determinar a escala de BAO da maneira mais rápida possível, a fim de garantir a originalidade dos resultados.

Devido à descoberta de reflexões internas no instrumento que podem criar imagens fantasmas no plano focal, os filtros posicionados em seu centro devem ter comprimentos de onda médios bastante diferentes dos demais. Isso levou à troca de alguns filtros de bandeja, tornando as observações feitas num mesmo dia mais espalhadas em comprimento de onda. Como vimos na seção 4.7.1, essa é uma mudança potencialmente positiva para a ciência de SNs.

Por outro lado, um requisito importante para a determinação da escala de BAO é a existência de um grande volume espacial populado por galáxias com *redshifts* medidos. Para alcançar esse requisito rapidamente, a colaboração optou por concentrar todo o tempo de observação disponível nos primeiros anos do mapeamento em apenas duas bandejas – as com os filtros de comprimentos de onda mais elevados – visto que o volume do mapeamento é maior em altos *redshifts* e que o *photo-z* de LRGs pode ser determinado a partir da observação de um pequeno intervalo de comprimento de onda que contenha a quebra em $4000\text{\AA}$. Só depois de completado o imageamento da área total com essas duas bandejas é que as duas outras seriam utilizadas. Essa nova estratégia é bastante danosa para SNs pois reduz à metade tanto o número de épocas de observação quanto o tamanho do intervalo de comprimento de onda observado.

Dada essas duas novas características, utilizamos nas simulações dois novos calendários de observação, um para cada fase do projeto, apresentados na Fig. D.1. Para evitar

Figura D.1: Exemplo de calendário de observação proposto mais recentemente para os primeiros anos (quadrados vermelhos vazados) e para os últimos anos (discos azuis) de observação do J-PAS. As observações antes do dia 20 são observações de fundo, e as demais são observações de busca. A mistura dos filtros na bandeja ampliou o intervalo de comprimento de onda observado em cada dia, enquanto que a utilização de apenas duas bandejas reduziu o intervalo total e também o número de observações de busca de oito para quatro.

intervalos de tempo muito grandes entre as observações, nós mantivemos um intervalo de ~ 10 dias entre as observações de busca. Como o número total dessas observações foi reduzido de oito para quatro, cada área região do céu deve ser imageada ao longo de um mês ao invés de dois. Devido às diferenças nos tempos de exposição das bandejas, a área observada em um mês durante a primeira fase é de $\sim 700 \text{ deg}^2$, enquanto que a área observada em um mês durante a segunda fase é de $\sim 1050 \text{ deg}^2$.

Uma vez que apenas o calendário de observações foi alterado nas simulações descritas neste Apêndice, os resultados obtidos para as medidas individuais de fluxo são iguais aos da seção 4.6.1. Nas seções abaixo apresentamos os resultados acerca do tamanho da amostra obtida, da sua distribuição em *redshift* e da qualidade de tipificação e de recuperação dos parâmetros do modelo SALT2.

D.2 Resultados para a 1ª fase (filtros vermelhos)

Com a redução do número máximo de observações de busca disponíveis para cada SN de 112 para 56, se tornou mais difícil atingir os cortes de qualidade estabelecidos anteriormente; isso é especialmente verdade para as observações com filtros mais vermelhos (veja a seção 4.7.2). A Fig. D.2 apresenta a distribuição em *redshift* das SNIas observadas durante a primeira fase desse cenário, para diferentes grupos de qualidade. Embora as observações de busca durem um mês, a distribuição foi normalizada para dois meses de busca para facilitar a comparação com a Fig. 4.12. A redução da profundidade do mapeamento e do tamanho das amostras é clara; o grupo de qualidade 30 apresenta, nesse cenário, uma taxa de observação de SNIas próxima da do SDSS. Com essa estratégia, estimamos que o J-PAS possa observar, ao final de sua primeira fase, aproximadamente

Figura D.2: Distribuição em *redshift* das SNIas observadas com o calendário da primeira fase da estratégia mais recente do J-PAS, dentro dos grupos de qualidade 20 (cinza), 30 (azul), 40 (verde) e 50 (vermelho). Assim como na Fig. 4.12, os histogramas estão normalizados para um período de busca de dois meses e estão sobrepostos. A distribuição do SDSS também é apresentada (contorno tracejado).

Amostra (1ª fase)	N_{Ia}	N_{CC}	W_{Ia}	W_{CC}	η_{Ia}
<i>photo-z</i> SDSS	172	83	0,99	0,046	0,024
<i>spec-z</i> SDSS	172	83	0,99	0,077	0,035
Grupo 20	256	162	0,98	0,178	0,100
Grupo 30	180	111	0,98	0,115	0,065
Grupo 40	87	68	0,97	0,077	0,057
Grupo 50	31	32	0,95	0,030	0,029

Tabela D.1: Qualidade da tipificação de SNIas do cenário com observações feitas apenas nas duas bandejas mais vermelhas. As colunas são iguais às da Tabela 4.5.

3.350 SNIas no grupo de qualidade 20, 2.350 no grupo 30, 1.100 no grupo 40 e 400 SNIas no grupo de qualidade 50.

Em comparação com o cenário fiducial da seção 4.6 e com os resultados do SDSS, a tipificação de SNIas durante a primeira fase dessa estratégia também é inferior. A Tabela D.1 mostra que a contaminação nos grupos 20 e 30 é cerca do dobro da obtida com a estratégia fiducial. Além disso, a contaminação de $\sim 3\%$ que era acessível às 317 SNIas do grupo 30 agora só é acessível às 30 SNIas do grupo 50. Felizmente, a aplicação de cortes extras nos dados como o proposto por Campbell et al. (2013) – descrito na seção 3.6.1 – pode reduzir essa contaminação significativamente.

A determinação dos parâmetros do modelo SALT2 também foi afetada negativamente pela estratégia de observação com apenas as duas bandejas mais vermelhas. Além do ruído rms ter aumentado para quase todos os parâmetros (veja a Tabela D.2), o tamanho do desvio sistemático na determinação do módulo de distância também aumentou (veja o painel inferior da Fig. D.3). Esse aumento já podia ser esperado uma vez que os cortes de qualidade em número de observações com alta SNR se tornaram mais restritivos com

Amostra (1ª fase)	$\sigma_{m_B^*}$	σ_{x_1}	σ_c	σ_{t_0}	σ_μ
<i>photo-z</i> SDSS	0,074	0,72	0,066	0,87	0,25
<i>spec-z</i> SDSS	0,069	0,69	0,043	0,77	0,19
Grupo 20	0,092	0,65	0,066	0,93	0,17
Grupo 30	0,082	0,56	0,059	0,90	0,17
Grupo 40	0,076	0,43	0,052	0,71	0,16
Grupo 50	0,075	0,33	0,046	0,48	0,15

Tabela D.2: Rms das diferenças entre os valores ajustados e reais dos parâmetros do modelo SALT2, calculados com dados simulados com observações apenas nas duas bandejas mais vermelhas (quadrados vermelhos vazados da Fig. D.1). A cor c foi o parâmetro mais afetado pela nova estratégia proposta.

a diminuição do número máximo de observações. Além desse desvio sistemático e do pequeno desvio em x_1 , constante em *redshift*, essa nova estratégia gerou um viés bastante significativo na determinação da cor c (veja o painel superior da Fig. D.3). Dentre as características negativas dos dados obtidos com essa estratégia, essa nos parece a mais grave pois dificultaria tremendamente os diversos estudos relacionados à cor das SNs.

D.3 Resultados para a 2ª fase (filtros azuis)

Conforme discutido na seção 4.7.2, os filtros mais azuis carregam mais informação sobre as SNs do que os filtros mais vermelhos, o que os torna mais resistentes à redução do número de observações. Além disso, como seus tempos de exposição médios são menores e, portanto, a área do céu observada num dado período é maior, o número de SNs observadas por mês não é tão reduzido como na primeira fase. Em baixos *redshifts*, onde os cortes de qualidade são mais fáceis de serem alcançados, o número de SNias observadas por mês chega a ser maior do que no cenário fiducial. A Fig. D.4 apresenta as distribuições em *redshift* das SNias para vários grupos de qualidade, normalizadas para dois meses de busca. Durante a observação com as duas bandejas mais azuis, estimamos que o J-PAS deva observar 3.450 SNias no grupo de qualidade 20, 2.350 no grupo 30, 1.200 no grupo 40 e 300 SNias no grupo de qualidade 50.

A tipificação das supernovas observadas durante a segunda fase dessa estratégia é excelente, como mostra a Tabela D.3. Essa qualidade provavelmente decorre da concentração das observações nas partes mais relevantes do espectro das SNs: enquanto o grupo 20 da estratégia fiducial exige 20 observações com $SNR > 3$ em qualquer filtro, o grupo 20 nesse cenário exige que as 20 observações sejam realizadas nos filtros mais azuis.

Da mesma maneira, a determinação dos parâmetros do modelo SALT2 para SNias da segunda fase é menos afetada do que a determinação para as SNias da primeira fase (veja a Tabela D.4). Como mostra a Fig. D.5, os vieses na cor c e no módulo de distância são menores do que os da primeira fase.

Figura D.3: Gráficos iguais aos da Fig. 4.20, mas para os parâmetros c (*painel superior*) e μ (*painel inferior*) obtidos dos grupos de qualidade 30 (discos azuis) e 40 (quadrados verdes) durante a primeira fase da estratégia mais recente do J-PAS. O viés em μ foi intensificado e o parâmetro c ganhou uma rms maior e um viés bastante significativo.

Amostra (2 ^a fase)	N_{Ia}	N_{CC}	W_{Ia}	W_{CC}	η_{Ia}
<i>photo-z</i> SDSS	172	83	0,99	0,0458	0,0235
<i>spec-z</i> SDSS	172	83	0,99	0,0770	0,0348
Grupo 20	439	159	0,96	0,0463	0,0162
Grupo 30	300	110	0,95	0,0214	0,0076
Grupo 40	155	65	0,92	0,0086	0,0034
Grupo 50	42	31	0,82	0,0045	0,0030

Tabela D.3: Qualidade da tipificação de SNIas do cenário com observações feitas apenas nas duas bandejas mais azuis. As colunas são iguais às da Tabela 4.5.

Figura D.4: Similar à Fig. D.2, mas para a segunda fase da estratégia mais recente do J-PAS (filtros mais azuis). A área de $\sim 1050 \text{ deg}^2$ aumenta a quantidade de SNIas detectáveis, especialmente a baixos *redshifts*.

Amostra (2 ^a fase)	$\sigma_{m_R^*}$	σ_{x_1}	σ_c	σ_{t_0}	σ_μ
<i>photo-z</i> SDSS	0,074	0,72	0,066	0,87	0,25
<i>spec-z</i> SDSS	0,069	0,69	0,043	0,77	0,19
Grupo 20	0,076	0,52	0,036	0,97	0,17
Grupo 30	0,077	0,48	0,032	0,84	0,17
Grupo 40	0,048	0,35	0,026	0,61	0,16
Grupo 50	0,043	0,25	0,018	0,43	0,15

Tabela D.4: Rms das diferenças entre os valores ajustados e reais dos parâmetros do modelo SALT2, calculados com dados simulados com observações apenas nas duas bandejas mais azuis (discos azuis da Fig. D.1).

Figura D.5: Gráficos iguais aos da Fig. D.5, mas para a segunda fase da estratégia mais recente do J-PAS. Ambos os vieses são menores do que os da primeira fase.

Figura D.6: Dispersão no plano x_1 - c dos ajustes do modelo SALT2 feitos sobre as SNias (em amarelo) e as CC-SNs que foram tipificadas como Ia (em vermelho). A elipse com contorno preto mostra o corte utilizado para diminuir a contaminação da amostra de SNias. Seu centro está em $x_1 = c = 0$ e seus semi-eixos são $a_{x_1} = 3$ e $a_c = 0,25$.

Amostra (final)	$\sigma_{m_B^*}$	σ_{x_1}	σ_c	σ_{t_0}	σ_μ
<i>photo-z</i> SDSS	0,074	0,72	0,066	0,87	0,25
<i>spec-z</i> SDSS	0,069	0,69	0,043	0,77	0,19
J-PAS	0,075	0,54	0,046	0,95	0,17

Tabela D.5: Rms das diferenças entre os valores ajustados e reais dos parâmetros do modelo SALT2, calculados com a amostra final de SNias do J-PAS (combinação das SNias da primeira e da segunda fase).

D.4 Resultado final

Para apresentar um quadro resumido dos resultados esperados para o J-PAS dentro da estratégia de observação com apenas duas bandejas, selecionamos e combinamos numa única amostra as SNs do grupo de qualidade 30 da primeira fase com as SNs do grupo de qualidade 20 da segunda fase; esses grupos apresentam um bom equilíbrio entre quantidade de SNias e qualidade dos ajustes.

A amostra de SNias pode alcançar uma contaminação por CC-SNs de 3%. Com o auxílio do corte elíptico proposto por [Campbell et al. \(2013\)](#), é possível obter, ao final do mapeamento, uma amostra de ~ 4.500 SNias com cerca de 0,8% de contaminação (veja a Fig. D.6). A distribuição em *redshift* dessas SNias é apresentada na Fig. D.7 juntamente com a distribuição das CC-SNs corretamente tipificadas. O erro rms médio da amostra é apresentado na Tabela D.5.

Conforme exposto nas seções D.2 e D.3, a determinação dos parâmetros do modelo SALT2 deve apresentar vieses significativos. Para a eliminação do viés de Malmquist presente na determinação do módulo de distância, é comum a utilização de simulações (e.g. [Campbell et al., 2013](#)). Em relação aos demais desvios sistemáticos, talvez seja possí-

Figura D.7: Distribuição em *redshift* das SNs tipificadas como Ia (contorno fino, com preenchimento amarelo) e das SNs tipificadas como CC-SNs (contaminação por SNIas desprezível, contorno grosso, sem preenchimento) que passaram nos cortes de qualidade (um mínimo de 30 observações com $SNR > 3$ para SNs da primeira fase e um mínimo de 20 observações com $SNR > 3$ para SNs da segunda fase). A distribuição com preenchimento inclui apenas as SNs que passaram no corte elíptico da Fig. D.6. Ambas as distribuições estão normalizadas para o resultado final do mapeamento.

vel eliminá-los através da aplicação de cortes específicos aos dados. Essas possibilidades precisariam ser investigadas mais a fundo no futuro.

Referências Bibliográficas

- Abazajian, K. N. et al. (2009). The seventh data release of the Sloan Digital Sky Survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 182(2):543. [arXiv:0812.0649](#).
- Adelman-McCarthy, J. K. et al. (2006). The fourth data release of the Sloan Digital Sky Survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 162(1):38. [astro-ph/0507711](#).
- Ahn, C. P. et al. (2013). The tenth data release of the Sloan Digital Sky Survey: First spectroscopic data from the SDSS-III Apache Point Observatory galactic evolution experiment. *arXiv pre-print*. [arXiv:1307.7735](#).
- Aihara, H. et al. (2011). The eighth data release of the Sloan Digital Sky Survey: First data from SDSS-III. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 193:29. [arXiv:1101.1559](#).
- Astier, P. et al. (2006). The Supernova Legacy Survey: measurement of Ω_m , Ω_Λ and w from the first year data set. *Astronomy & Astrophysics*, 447:31. [astro-ph/0510447](#).
- Bailey, S. et al. (2009). Using spectral flux ratios to standardize SN Ia luminosities. *Astronomy & Astrophysics*, 500:L17. [arXiv:0905.0340](#).
- Balogh, M. L., Morris, S. L., Yee, H. K. C., Carlberg, R. G., and Ellingson, E. (1999). Differential galaxy evolution in cluster and field galaxies at $z=0.3$. *The Astrophysical Journal*, 527:54. [astro-ph/9906470](#).
- Baron, E., Nugent, P. E., Branch, D., and Hauschildt, P. H. (2004). Type IIP supernovae as cosmological probes: A spectral-fitting expanding atmosphere model distance to SN 1999em. *The Astrophysical Journal Letters*, 616:91. [doi:10.1086/426506](#).
- Benitez, N. et al. (2009). Measuring baryon acoustic oscillations along the line of sight with photometric redshifts: The PAU survey. *The Astrophysical Journal*, 691:241. [arXiv:0807.0535](#).
- Bernstein, J. P. et al. (2012). Supernova simulations and strategies for the Dark Energy Survey. *The Astrophysical Journal*, 753:152. [arXiv:1111.1969v2](#).
- Bertone, G., Hooper, D., and Silk, J. (2005). Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405:279. [hep-ph/0404175](#).
- Blake, C. et al. (2011a). The WiggleZ dark energy survey: testing the cosmological model with baryon acoustic oscillations at $z = 0.6$. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415:2892. [arXiv:1105.2862](#).

- Blake, C. et al. (2011b). The WiggleZ dark energy survey: the growth rate of cosmic structure since redshift $z = 0.9$. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 415:2876. [arXiv:1104.2948](#).
- Blakeslee, J. P. et al. (2003). Discovery of two distant type Ia supernovae in the Hubble deep field-north with the Advanced Camera for Surveys. *The Astrophysical Journal*, 589:693. [astro-ph/0302402](#).
- Blanton, M. R. et al. (2003). The galaxy luminosity function and luminosity density at redshift $z = 0.1$. *The Astrophysical Journal*, 592(2):819. [astro-ph/0210215](#).
- Bolton, A. S. et al. (2012). Spectral classification and redshift measurement for the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey. *The Astronomical Journal*, 144(5):144. [arXiv:1207.7326](#).
- Campbell, H. et al. (2013). Cosmology with photometrically-classified type Ia supernovae from the SDSS-II supernova survey. *The Astrophysical Journal*, 763:88. [arXiv:1211.4480](#).
- Cappellaro, E., Turatto, M., Tsvetkov, D., Bartunov, O., Pollas, C., Evans, R., and Hamuy, M. (1997). The rate of supernovae from the combined sample of five searches. *Astronomy & Astrophysics*, 322:431. [astro-ph/9611191](#).
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., and Mathis, J. S. (1989). The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *The Astrophysical Journal*, 345:245. [doi:10.1086/167900](#).
- Carroll, B. W. and Ostlie, D. A. (1996). *An Introduction to Modern Astrophysics*. Addison-Wesley, Boston, Estados Unidos.
- Chabrier, G. (2003). Galactic stellar and substellar initial mass function. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115:763. [astro-ph/0304382](#).
- Charlot, S. and Fall, S. M. (2000). A simple model for the absorption of starlight by dust in galaxies. *The Astrophysical Journal*, 539(2):718. [astro-ph/0003128](#).
- Chotard, N. et al. (2011). The reddening law of type Ia supernovae: separating intrinsic variability from dust using equivalent widths. *Astronomy & Astrophysics*, 529:L4. [arXiv:1103.5300](#).
- Conley, A. et al. (2011). Supernova constraints and systematic uncertainties from the first 3 years of the Supernova Legacy Survey. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192:1. [arXiv:1104.1443](#).
- Conroy, C. and Gunn, J. E. (2010). The propagation of uncertainties in stellar population synthesis modeling. III. model calibration, comparison, and evaluation. *The Astrophysical Journal*, 712(2):833. [arXiv:0911.3151](#).
- Conroy, C., Gunn, J. E., and White, M. (2009). The propagation of uncertainties in stellar population synthesis modeling. I. the relevance of uncertain aspects of stellar evolution and the initial mass function to the derived physical properties of galaxies. *The Astrophysical Journal*, 699(1):486. [arXiv:0809.4261](#).

- Contreras, C. et al. (2010). The Carnegie Supernova Project: first photometry data release of low-redshift type Ia supernovae. *The Astronomical Journal*, 139(2):519. [arXiv:0910.3330](#).
- Curtis, H. D. (1921). The scale of the Universe, Part II. *Bulletin of the National Research Council*, 2:194. [Nasa website](#).
- D'Andrea, C. B. et al. (2011). Spectroscopic properties of star-forming host galaxies and type Ia supernova Hubble residuals in a nearly unbiased sample. *The Astrophysical Journal*, 743(2):172. [arXiv:1110.5517](#).
- Dawson, K. S. et al. (2009). An intensive HST survey for $z > 1$ supernovae by targeting galaxy clusters. *The Astronomical Journal*, 138(5):1271. [arXiv:0908.3928](#).
- Dawson, K. S. et al. (2013). The Baryon Oscillation Spectroscopic Survey of SDSS-III. *The Astronomical Journal*, 145(1):10. [arXiv:1208.0022](#).
- Dilday, B. et al. (2008). A measurement of the rate of type-Ia supernovae at redshift $z \approx 0.1$ from the first season of the SDSS-II supernova survey. *The Astrophysical Journal*, 682:262. [arXiv:0801.3297](#).
- Dilday, B. et al. (2010). A measurement of the rate of type Ia supernovae in galaxy clusters from the SDSS-II supernova survey. *The Astrophysical Journal*, 715(2):1021. [arXiv:1003.1521](#).
- Dodelson, S. (2003). *Modern cosmology*. Academic Press, San Diego, Estados Unidos.
- Domainko, W., Gitti, M., Schindler, S., and Kapferer, W. (2004). Feedback from intra-cluster supernovae on the ICM in cooling flow galaxy clusters. *Astronomy & Astrophysics*, 425:L21. [astro-ph/0405493](#).
- Eisenstein, D. J. et al. (2011). SDSS-III: Massive spectroscopic surveys of the distant Universe, the Milky Way galaxy, and extra-solar planetary systems. *The Astronomical Journal*, 142:72. [arXiv:1101.1529](#).
- Ferguson, H. C., Tanvir, N. R., and von Hippel, T. (1998). Detection of intergalactic red-giant-branch stars in the Virgo cluster. *Nature*, 391:461. [astro-ph/9801228](#).
- Filippenko, A. V. (1997). Optical spectra of supernovae. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35:309. [doi:10.1146/annurev.astro.35.1.309](#).
- Frieman, J. A. et al. (2008). The Sloan Digital Sky Survey-II supernova survey: Technical summary. *The Astronomical Journal*, 135(1):338. [arXiv:0708.2749](#).
- Fukugita, M., Ichikawa, T., Gunn, J., Doi, M., Shimasaku, K., and Schneider, D. P. (1996). The Sloan Digital Sky Survey photometric system. *The Astronomical Journal*, 111:1748. [doi:10.1086/117915](#).
- Gal-Yam, A., Maoz, D., Guhathakurta, P., and Filippenko, A. V. (2003). A population of intergalactic supernovae in galaxy clusters. *The Astronomical Journal*, 125(3):1087. [astro-ph/0211334](#).

- Gal-Yam, A., Maoz, D., and Sharon, K. (2002). Supernovae in deep Hubble Space Telescope galaxy cluster fields: Cluster rates and field counts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 332:37. [astro-ph/0109089](#).
- Galbany, L. et al. (2012). Type Ia supernova properties as a function of the distance to the host galaxy in the SDSSII SN survey. *The Astrophysical Journal*, 755(2):125. [arXiv:1206.2210](#).
- Gallagher, J. S., Garnavich, P. M., Caldwell, N., Kirshner, R. P., Jha, S. W., Li, W., Ganeshalingam, M., and Filippenko, A. V. (2008). Supernovae in early-type galaxies: Directly connecting age and metallicity with type Ia luminosity. *The Astrophysical Journal*, 685:752. [arXiv:0805.4360](#).
- Gilliland, R. L., Nugent, P. E., and Phillips, M. M. (1999). High-redshift supernovae in the Hubble deep field. *The Astrophysical Journal*, 521(1):30. [astro-ph/9903229](#).
- Graham, M. L. et al. (2008). Type Ia supernovae rates and galaxy clustering from the CFHT Supernova Legacy Survey. *The Astronomical Journal*, 135(4):1343. [arXiv:0801.4968](#).
- Gunn, J. E. et al. (1998). The Sloan Digital Sky Survey photometric camera. *The Astronomical Journal*, 116(6):3040. [astro-ph/9809085](#).
- Gunn, J. E. et al. (2006). The 2.5m telescope of the Sloan Digital Sky Survey. *The Astronomical Journal*, 131(4):2332. [astro-ph/0602326](#).
- Gupta, R. R. et al. (2011). Improved constraints on type Ia supernova host galaxy properties using multi-wavelength photometry and their correlations with supernova properties. *The Astrophysical Journal*, 740:92. [arXiv:1107.6003](#).
- Guy, J. et al. (2007). SALT2: using distant supernovae to improve the use of type Ia supernovae as distance indicators. *Astronomy & Astrophysics*, 46:11. [astro-ph/0701828](#).
- Guy, J. et al. (2010). The Supernova Legacy Survey 3-year sample: Type Ia supernovae photometric distances and cosmological constraints. *A&A*, 543:A7. [arXiv:1010.4743](#).
- Hamuy, M. et al. (1995). A Hubble diagram of distant type Ia supernovae. *The Astronomical Journal*, 109:1. [doi:10.1086/117251](#).
- Hamuy, M. et al. (1996). BVRI light curves for 29 type Ia supernovae. *The Astronomical Journal*, 112:2408. [astro-ph/9609064](#).
- Hamuy, M. et al. (2000). A search for environmental effects on type Ia supernovae. *The Astronomical Journal*, 120(3):1479. [astro-ph/0005213](#).
- Hamuy, M. et al. (2002). Optical and infrared spectroscopy of SN 1999ee and SN 1999ex. *The Astronomical Journal*, 124(1):417. [astro-ph/0203491](#).
- Hao, J. et al. (2010). A GMBCG galaxy cluster catalog of 55,424 rich clusters from SDSS DR7. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 191(2):254. [arXiv:1010.5503](#).

- Heller, M. (1985). Friedman's cosmological views. *Acta Cosmologica*, 13:65. [1985AcC....13...65H](#).
- Henden, A. A. and Kaitchuck, R. H. (1990). *Astronomical Photometry: a text and handbook for the advanced amateur and professional astronomer*. Willmann-Bell, Richmond, Estados Unidos, 2nd edition.
- Hewett, P. C., Warren, S. J., and Leggett, S. K. (2006). The UKIRT Infrared Deep Sky Survey ZY JHK photometric system: passbands and synthetic colours. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 367:454. [doi:10.1111/j.1365-2966.2005.09969.x](#).
- Hicken, M. et al. (2009a). CfA3: 185 type Ia supernova light curves from the CfA. *The Astrophysical Journal*, 700(1):331. [arXiv:0901.4787](#).
- Hicken, M. et al. (2009b). Improved dark energy constraints from 100 new CfA supernova type Ia light curves. *The Astrophysical Journal*, 700(2):1097. [arXiv:0901.4804](#).
- Hinshaw, G. et al. (2013). Nine-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: cosmological parameter results. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 208:19. [arXiv:1212.5226](#).
- Hogg, D. W., Baldry, I. K., Blanton, M. R., and Eisenstein, D. J. (2002). The K correction. *arXiv pre-print*. [astro-ph/0210394](#).
- Holtzman, J. A. et al. (2008). The Sloan Digital Sky Survey-II: Photometry and supernova Ia light curves from the 2005 data. *The Astronomical Journal*, 136:2306. [arXiv:0908.4277](#).
- Hubble, E. (1929). A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 15:168. [doi:10.1073/pnas.15.3.168](#).
- Jha, S. et al. (2006). UBVRI light curves of 44 type Ia supernovae. *The Astronomical Journal*, 131:527. [astro-ph/0509234](#).
- Jha, S., Riess, A. G., and Kirshner, R. P. (2007). Improved distances to type Ia supernovae with multicolor light-curve shapes: MLCS2k2. *The Astrophysical Journal*, 659:122. [astro-ph/0612666](#).
- Johnson, H. L. and Morgan, W. W. (1953). Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the yerkes spectral atlas. *The Astrophysical Journal*, 117:313. [doi:10.1086/145697](#).
- Jorden, P. et al. (2012). A gigapixel commercially manufactured cryogenic camera for the J-PAS 2.5m survey telescope. *Proceedings of SPIE*, 8453:84530J. [doi:10.1117/12.926765](#).
- Kessler, R. et al. (2009a). First-year Sloan Digital Sky Survey-II supernova results: Hubble diagram and cosmological parameters. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 185(1):32. [arXiv:0908.4274](#).

- Kessler, R. et al. (2009b). SNANA: A public software package for supernova analysis. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121:1028. [arXiv:0908.4280](#).
- Kessler, R. et al. (2010a). Photometric estimates of redshifts and distance moduli for type Ia supernovae. *The Astrophysical Journal*, 717:40. [arXiv:1001.0738](#).
- Kessler, R. et al. (2010b). Results from the supernova photometric classification challenge. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 122:1415. [arXiv:1008.1024](#).
- Kessler, R. et al. (2013). Testing models of intrinsic brightness variations in type Ia supernovae, and their impact on measuring cosmological parameters. *The Astrophysical Journal*, 764:48. [arXiv:1209.2482](#).
- Koester, B. P. et al. (2007). A maxBCG catalog of 13,823 galaxy clusters from the Sloan Digital Sky Survey. *The Astrophysical Journal*, 660(1):239. [astro-ph/0701265](#).
- Kox, A. J., Klein, M. J., and Schulmann, R. (1997). *The collected papers of Albert Einstein, Vol. 6: The Berlin Years: Writings, 1914–1917*. Princeton University Press, Princeton, Estados Unidos, 1st edition. *English translation of selected texts*.
- Kron, R. G. (1980). Photometry of a complete sample of faint galaxies. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 43:305. [doi:10.1086/190669](#).
- Lampeitl, H. et al. (2010). The effect of host galaxies on type Ia supernovae in the SDSS-II supernova survey. *The Astrophysical Journal*, 722:566. [arXiv:1005.4687](#).
- Lawrence, A. et al. (2007). The UKIRT infrared deep sky survey (UKIDSS). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 379(4):1599. [astro-ph/0604426](#).
- Lejeune, T., Cuisinier, F., and Buser, R. (1997). A standard stellar library for evolutionary synthesis: I. calibration of theoretical spectra. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 125:229. [astro-ph/9701019](#).
- Lejeune, T., Cuisinier, F., and Buser, R. (1998). A standard stellar library for evolutionary synthesis: II. the M dwarf extension. *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 130:65. [astro-ph/astro-ph/9710350](#).
- Lemaître, G. (1927). Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. *Annales de la Societe Scientifique de Bruxelles*, A47:49. [1927ASSB...47...49L](#).
- Levan, A. et al. (2005). GRB 020410: A gamma-ray burst afterglow discovered by its supernova light. *The Astrophysical Journal*, 624(2):880. [astro-ph/0403450](#).
- Li, W. et al. (2011). Nearby supernova rates from the Lick Observatory supernova search. II. the observed luminosity functions and fractions of supernovae in a complete sample. *MNRAS*, 412:1441. [arXiv:1006.4612](#).
- LSST collaboration (2009). LSST science book, version 2.0. *arXiv pre-print*. [arXiv:0912.0201](#).

- Mack, G. D., Beacom, J. F., and Bertone, G. (2007). Towards closing the window on strongly interacting dark matter: Far-reaching constraints from Earth's heat flow. *Physical Review D*, 76:043523. [arXiv:0705.4298](#).
- Mannucci, F. et al. (2008). The supernova rate in local galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 383:1121. [arXiv:0710.1094](#).
- Mannucci, F., Valle, M. D., and Panagia, N. (2006). Two populations of progenitors for type Ia supernovae? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 370:773. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2006.10501.x](#).
- Marigo, P. et al. (2008). Evolution of asymptotic giant branch stars II. optical to far-infrared isochrones with improved TP-AGB models. *Astronomy & Astrophysics*, 482:883. [arXiv:0711.4922](#).
- Marigo, P. and Girardi, L. (2007). Evolution of asymptotic giant branch stars I. updated synthetic TP-AGB models and their basic calibration. *Astronomy & Astrophysics*, 469:239. [astro-ph/0703139](#).
- Marin-Franch, A. et al. (2012). Design of the J-PAS and J-PLUS filter systems. *Proceedings of SPIE*, 8450:84503S. doi:[10.1117/12.925430](#).
- Marriner, J. et al. (2011). A more general model for the intrinsic scatter in type Ia supernova distance moduli. *The Astrophysical Journal*, 740(2):72. [arXiv:1107.4631v2](#).
- Martin, D. C. et al. (2005). The Galaxy Evolution Explorer: A space ultraviolet survey mission. *The Astrophysical Journal Letters*, 619(1):L1. [astro-ph/0411302](#).
- Mather, J. et al. (1990). A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the cosmic background explorer (COBE) satellite. *The Astrophysical Journal*, 354:L37. doi:[10.1086/185717](#).
- Mazure, A. and Basa, S. (2007). *Exploding Superstars: Understanding Supernovae and Gamma-Ray Bursts*. Springer, New York, Estados Unidos, 1st edition.
- Moles, M., Sanchez, S. F., Lamadrid, J. L., Cenarro, A. J., Cristobal-Hornillos, D., Maicas, N., and Aceituno, J. (2010). Site testing of the Sierra de Javalambre: First results. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 122(889):363. [arXiv:0912.3762](#).
- Molino, A. et al. (2013). The ALHAMBRA survey: Bayesian photometric redshifts with 23 bands for 3 squared degrees. *arXiv pre-print*, 1306.4968. [arXiv:1306.4968](#).
- Mood, A. M., Graybill, F. A., and Boes, D. C. (1974). *Introduction to the Theory of Statistics*. McGraw-Hill College, New York, Estados Unidos, 3rd edition.
- Nordin, J. et al. (2011). Evidence for a correlation between the Si II 4000 width and type Ia supernova color. *The Astrophysical Journal*, 734:42. [arXiv:1012.4430](#).
- O'Donnell, J. E. (1994). R_V -dependent optical and near-ultraviolet extinction. *The Astrophysical Journal*, 422:158. doi:[10.1086/173713](#).

- Olmstead, M. D. et al. (2013). Host galaxy spectra and consequences for SN typing from the SDSS SN survey. *arXiv pre-print*, 1308.6818. [arXiv:1308.6818](#).
- Peebles, P. J. E. (1993). *Principles of physical cosmology*. Princeton University Press, Princeton, Estados Unidos.
- Penzias, A. A. and Wilson, R. W. (1965). A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s. *The Astrophysical Journal*, 142:419. [doi:10.1086/148307](#).
- Perlmutter, S. et al. (1997). Cosmology from type Ia supernovae. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 29:1351. [astro-ph/9812473](#).
- Perlmutter, S. et al. (1999). Measurements of omega and lambda from 42 high-redshift supernovae. *The Astrophysical Journal*, 517:565. [astro-ph/9812133](#).
- Petrosian, V. (1976). Surface brightness and evolution of galaxies. *The Astrophysical Journal Letters*, 209:L1. [doi:10.1086/182253](#).
- Phillips, M. M. (1993). The absolute magnitudes of type Ia supernovae. *The Astrophysical Journal*, 413:L105. [doi:10.1086/186970](#).
- Richardson, D., Branch, D., Casebeer, D., Millard, J., Thomas, R. C., and Baron, E. (2002). A comparative study of the absolute-magnitude distributions of supernovae. *The Astronomical Journal*, 123:745. [astro-ph/0112051](#).
- Riess, A. G. et al. (1998). Observational evidence from supernovae for an accelerating Universe and a cosmological constant. *The Astronomical Journal*, 116(3):1009. [astro-ph/9805201](#).
- Riess, A. G. et al. (1999). BVRI light curves for 22 type Ia supernovae. *The Astronomical Journal*, 117(2):707. [astro-ph/9810291](#).
- Riess, A. G. et al. (2004). Type Ia supernova discoveries at $z > 1$ from the Hubble Space Telescope: Evidence for past deceleration and constraints on dark energy evolution. *The Astrophysical Journal*, 607:665. [astro-ph/0402512](#).
- Riess, A. G. et al. (2007). New Hubble Space Telescope discoveries of type Ia supernovae at $z \geq 1$: Narrowing constraints on the early behavior of dark energy. *The Astrophysical Journal*, 659:98. [astro-ph/0611572](#).
- Riess, A. G., Press, W. H., and Kirshner, R. P. (1996). A precise distance indicator: Type Ia supernova multicolor light curve shapes. *The Astrophysical Journal*, 473:88. [astro-ph/9604143](#).
- Sako, M. et al. (2008). The Sloan Digital Sky Survey-II supernova survey: Search algorithm and follow-up observations. *The Astronomical Journal*, 135(1):348. [arXiv:0708.2750](#).
- Sako, M. et al. (2011). Photometric type Ia supernova candidates from the three-year SDSS-II SN survey data. *The Astrophysical Journal*, 738(2):162. [arXiv:1107.5106](#).

- Sako, M. et al. (2014). The data release of the Sloan Digital Sky Survey-II supernova survey. *arXiv pre-print*. [arXiv:1401.3317](#).
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., and Davis, M. (1998). Maps of dust infrared emission for use in estimation of reddening and cosmic microwave background radiation foregrounds. *The Astrophysical Journal*, 500(2):525. [astro-ph/9710327](#).
- Smee, S. et al. (2012). The multi-object, fiber-fed spectrographs for SDSS and the Baryon Oscillation Spectroscopic Survey. *The Astronomical Journal*, (submitted). [arXiv:1208.2233](#).
- Smith, M. et al. (2012). The SDSS-II supernova survey: parameterizing the type Ia supernova rate as a function of the host galaxy properties. *The Astrophysical Journal*, 755:61. [doi:10.1088/0004-637X/755/1/61](#).
- Sprinthall, R. C. (1990). *Basic Statistical Analysis*. Prentice Hall, Upper Saddle River, Estados Unidos, 7th edition.
- Stevenson, D. S. (2014). *Extreme Explosions: Supernovae, Hypernovae, Magnetars and other unusual cosmic blasts*. Springer, New York, Estados Unidos, 1st edition.
- Stoughton, C. et al. (2002). Sloan Digital Sky Survey: Early data release. *The Astronomical Journal*, 123(1):485. [doi:10.1086/324741](#).
- Sullivan, M. et al. (2006). Rates and properties of type Ia supernovae as a function of mass and star formation in their host galaxies. *The Astrophysical Journal*, 648(2):868. [astro-ph/0605455](#).
- Sullivan, M. et al. (2010). The dependence of type Ia supernova luminosities on their host galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 406:782. [arXiv:1003.5119](#).
- Suzuki, N. et al. (2012). The Hubble Space Telescope cluster supernova survey: V. Improving the dark energy constraints above $z > 1$ and building an early-type-hosted supernova sample. *The Astrophysical Journal*, 746:85. [arXiv:1105.3470](#).
- Thomas, D., Maraston, C., Bender, R., and de Oliveira, C. M. (2005). The epochs of early-type galaxy formation as a function of environment. *The Astrophysical Journal*, 621:673. [astro-ph/0410209](#).
- Warner, B. D. (2006). *A Practical Guide to Lightcurve Photometry and Analysis*. Springer, New York, Estados Unidos.
- Weinberg, S. (1972). *Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of the General Theory of Relativity*. John Wiley & Sons, Inc, Hoboken, Estados Unidos.
- Xavier, H. S. et al. (2013). Properties of type Ia supernovae inside rich galaxy clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 434:1443. [arXiv:1304.6431](#).
- Xavier, H. S. et al. (2014). Photometric type Ia supernova surveys in narrow band filters. *Submetido para a Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. [arXiv:1312.5706](#).

- York, D. G. et al. (2000). The Sloan Digital Sky Survey: Technical summary. *The Astronomical Journal*, 120:1579. [astro-ph/0006396](#).
- Zwicky, F. (1951). The Coma cluster of galaxies. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 63(371):61. [doi:10.1086/126318](#).
- Zwicky, F. (2009). Republication of: The redshift of extragalactic nebulae. *General Relativity and Gravitation*, 41(1):207. [doi:10.1007/s10714-008-0707-4](#).

Tabela E.1: Todas as SNIas da amostra em aglomerados. As colunas são, da esquerda para a direita: a identificação do SDSS da SN, sua ascensão reta α_{sn} , sua declinação δ_{sn} (J2000), seu *redshift* z_{sn} , sua forma de tipificação; o identificador do aglomerado GMBCG (obj ID do SDSS de sua BCG) que hospeda a SNIa; a largura da curva de luz x_1 da SNIa, sua cor c , seu resíduo de Hubble HR – obtido com os parâmetros de dispersão da amostra completa (aglomerados + campo); o identificador obj ID do SDSS-DR8 da sua galáxia hospedeira; a idade da galáxia hospedeira (em bilhões de anos), sua massa (em logaritmo de massas solares) e sua taxa de formação estelar específica (sSFR, em logaritmo de massas solares por ano por massa solar).

CID	α_{sn}	δ_{sn}	z_{sn}	Tp ¹	ID cluster BCG	x_1	c	HR	ID Hospedeira ²	Idade ³	Massa ³	sSFR ³
822	40,5608	-0,8622	0,2376	B	587731511541563584	-0,48(53)	-0,115(45)	0,28(23)	1237657584950379049	4,55 ^{+1,96} _{-1,77}	10,01 ^{+0,15} _{-0,14}	-10,30 ^{+0,24} _{-0,46}
1166	9,3556	0,9733	0,3821	S	588015510347186388	1,4(1,1)	0,005(64)	-0,23(31)	1237663716555293384	6,60 ^{+2,10} _{-2,40}	11,166 ^{+0,073} _{-0,11}	-16,1 ^{+3,8} _{-24,6}
2855	16,1753	-0,3564	0,2451	B	588015508739522825	0,64(45)	-0,051(43)	0,01(23)	1237663783667630515	3,91 ^{+1,89} _{-1,31}	9,71 ^{+0,11} _{-0,11}	-10,20 ^{+0,16} _{-0,15}
5717	17,8959	-0,0058	0,2517	S	587731512605409559	1,36(36)	-0,030(28)	0,22(19)	1237666339189555766	2,64 ^{+1,00} _{-0,54}	9,592 ^{+0,098} _{-0,075}	-10,03 ^{+0,05} _{-0,09}
6300	37,4116	-0,5501	0,3581	B	587731512077058240	-3,95(04)	-0,130(25)	-0,27(19)	1237657070089732863	4,92 ^{+1,99} _{-2,51}	11,017 ^{+0,142} _{-0,138}	-11,51 ^{+0,40} _{-0,87}
6560	-38,5534	0,8498	0,2733	B	587730848501727276	-1,24(88)	-0,034(79)	0,09(28)	1237663458852078081	2,64 ^{+1,16} _{-0,52}	9,737 ^{+0,098} _{-0,075}	-10,06 ^{+0,10} _{-0,09}
6743	-19,1357	-0,3667	0,3621	B	587734304344244570	-1,7(1,0)	-0,101(94)	0,05(32)	1237663478725214894	5,10 ^{+2,27} _{-1,76}	10,81 ^{+0,17} _{-0,15}	-12,8 ^{+2,1} _{-15,7}
7802	-14,4239	0,7292	0,4076	B	587731187271336219	-0,06(89)	-0,233(57)	0,32(27)	1237663462604997493	5,50 ^{+1,99} _{-2,11}	10,93 ^{+0,21} _{-0,17}	-12,2 ^{+1,7} _{-14,6}
8160	33,7651	-1,1004	0,4082	B	587731511538614462	-0,6(1,2)	0,07(11)	-0,48(32)	1237663782601556483	3,53 ^{+2,13} _{-1,15}	10,98 ^{+0,10} _{-0,12}	-12,5 ^{+1,7} _{-10,0}
9467	-31,0486	1,1808	0,2203	S	587731187800932733	-1,24(46)	-0,171(50)	0,27(22)	1237678595929407536	-	-	-
11172	-37,5873	-0,2022	0,1362	P	587730846891573582	-1,21(42)	0,067(50)	0,35(21)	1237663543142646320	2,93 ^{+0,45} _{-0,00}	10,174 ^{+0,026} _{-0,001}	-10,079 ^{+0,000} _{-0,029}
12971	6,6485	-0,3021	0,2352	S	588015508735459404	0,96(38)	-0,084(34)	-0,06(20)	1237663783663436008	-	-	-
13511	40,6124	-0,7941	0,2374	S	587731511541563584	-1,40(43)	-0,117(38)	0,26(21)	1237663783141441728	5,05 ^{+2,08} _{-1,51}	11,241 ^{+0,164} _{-0,032}	-11,58 ^{+0,34} _{-0,51}
13689	4,0161	0,8075	0,2518	S	588015510344892595	1,19(42)	-0,112(33)	0,11(20)	1237657191980728518	-	-	-
13757	-9,8769	-1,1578	0,2890	S	588015507654377685	0,95(46)	-0,176(42)	0,18(22)	-	-	-	-
13952	4,6345	0,7886	0,3294	B	587731187279659200	3,0(1,3)	0,045(72)	0,65(37)	1237657191980990962	-	-	-
14340	-14,1734	-0,8553	0,2774	P	587731185123983494	-0,58(52)	0,017(50)	-0,19(23)	1237656906348888177	6,54 ^{+2,00} _{-3,00}	11,535 ^{+0,065} _{-0,143}	-16,1 ^{+3,5} _{-20,1}
14444	-23,2984	-0,8157	0,2459	B	587731185119986013	-1,15(36)	-0,186(39)	0,33(21)	1237656567585768071	7,45 ^{+2,40} _{-2,60}	10,955 ^{+0,080} _{-0,102}	-16,4 ^{+3,5} _{-25,5}
14624	-36,5587	0,3459	0,4349	B	587731186724831882	1,89(85)	0,008(63)	-0,08(30)	1237663543679976707	-	-	-
14984	-46,1664	-0,0928	0,1840	S	587731173306007979	1,01(37)	0,063(33)	0,14(21)	1237663543138911569	2,86 ^{+0,80} _{-0,35}	10,359 ^{+0,053} _{-0,034}	-10,074 ^{+0,043} _{-0,064}
15287	-36,0403	-1,0574	0,2377	S	587730845818421799	0,92(30)	-0,045(29)	0,11(19)	1237656567043327064	8,03 ^{+1,96} _{-2,10}	10,527 ^{+0,073} _{-0,091}	-16,4 ^{+4,0} _{-30,1}
15354	6,7737	-0,1260	0,2221	S	587731186206900338	-2,34(38)	0,074(51)	-0,30(22)	1237657190908166490	8,69 ^{+1,50} _{-2,00}	10,809 ^{+0,056} _{-0,070}	-18,3 ^{+4,5} _{-29,0}
15648	-46,2816	-0,1948	0,1750	S	587731173306007979	-1,50(42)	0,094(51)	-0,13(20)	1237663543138845573	11,19 ^{+0,40} _{-0,60}	11,290 ^{+0,003} _{-0,030}	-18,7 ^{+1,7} _{-39,4}

Tabela E.1 – continuação.

CID	α_{sn}	δ_{sn}	z_{sn}	Tp ¹	ID cluster BCG	x_1	c	HR	ID Hospedeira ²	Idade ³	Massa ³	sSFR ³
15803	18,2708	-0,6718	0,4293	B	588015508203634864	-1,4(1,1)	-0,106(97)	-0,03(37)	1237663783131676936	-	-	-
15897	11,6815	-1,0329	0,1749	S	588015507663814778	-2,52(31)	-0,026(40)	-0,08(20)	1237657189836587309	9,60 ^{+1,60} _{-2,00}	10,824 ^{+0,074} _{-0,060}	-17,9 ^{+4,3} _{-35,9}
16021	13,8437	-0,3888	0,1246	S	588015508738539674	-0,30(18)	-0,039(25)	-0,08(17)	1237663783666581814	-	-	-
16103	-47,0249	-1,0501	0,2024	P	587730845813638207	-1,44(31)	-0,093(34)	0,01(19)	1237656567038543385	7,40 ^{+2,04} _{-2,10}	10,430 ^{+0,074} _{-0,106}	-13,3 ^{+2,0} _{-21,9}
16160	24,7646	-0,9524	0,3204	B	587731511534682250	-1,7(1,0)	0,11(10)	-0,17(36)	1237657069547356652	6,24 ^{+2,06} _{-2,50}	11,077 ^{+0,076} _{-0,146}	-13,1 ^{+1,5} _{-21,3}
16213	8,9710	0,2584	0,2500	S	588015509273313434	0,28(51)	-0,113(35)	0,09(21)	-	-	-	-
16467	-31,4143	0,1183	0,2212	B	587734304875676035	-2,25(50)	0,004(52)	-0,28(22)	1237663479256711274	-	-	-
16473	-31,3879	0,5885	0,2175	S	587734305412612580	-1,51(76)	-0,179(43)	-0,05(19)	1237663479793583244	-	-	-
16482	-31,2905	0,9336	0,2108	S	587734305949483196	-1,03(97)	-0,073(42)	0,06(23)	1237678617404113136	-	-	-
17820	16,1397	-0,4665	0,3407	B	587731512067752240	0,49(56)	-0,087(56)	-0,13(26)	1237666338651898752	7,56 ^{+2,00} _{-2,13}	10,453 ^{+0,080} _{-0,099}	-17,3 ^{+4,0} _{-25,0}
18301	-11,0333	0,8163	0,3316	B	588015510338273460	1,12(98)	0,145(79)	-0,23(33)	1237663462606504597	3,46 ^{+1,89} _{-1,15}	11,244 ^{+0,066} _{-0,127}	-10,19 ^{+0,16} _{-0,43}
18325	8,9058	0,3700	0,2587	S	587731186744688861	0,34(40)	-0,086(42)	0,07(21)	1237657191445954792	-	-	-
18362	10,1366	-0,1820	0,2363	B	588015508736901265	-0,91(43)	0,015(52)	-0,06(22)	1237657190909673715	7,41 ^{+1,68} _{-2,16}	10,636 ^{+0,064} _{-0,065}	-11,24 ^{+0,33} _{-0,43}
18375	11,5165	-0,0104	0,1105	S	588015509274427469	0,96(16)	0,044(23)	-0,17(18)	1237657190910263423	6,66 ^{+1,11} _{-1,96}	10,468 ^{+0,046} _{-0,152}	-10,528 ^{+0,062} _{-0,173}
18389	34,1498	0,2295	0,2449	B	587731513149358332	0,81(63)	0,391(60)	-0,38(25)	1237666408457371795	2,11 ^{+0,03} _{-0,00}	10,860 ^{+0,009} _{-0,000}	-9,990 ^{+0,006} _{-0,000}
18606	-12,9881	0,4823	0,3385	B	588015509800550549	0,28(94)	0,129(74)	-0,32(31)	1237663277922058907	2,80 ^{+1,77} _{-1,01}	10,057 ^{+0,111} _{-0,102}	-10,06 ^{+0,13} _{-0,22}
18767	4,5346	0,8087	0,3302	B	587731187279659200	-1,54(75)	-0,074(81)	-0,30(31)	1237657191980925614	-	-	-
19341	15,8603	0,3314	0,2368	S	587731513141362889	-1,44(39)	-0,009(43)	-0,11(21)	1237666339725508846	7,54 ^{+1,40} _{-2,60}	11,002 ^{+0,055} _{-0,092}	-16,4 ^{+3,6} _{-25,8}
19708	42,1729	0,6547	0,2374	B	587731513689768062	-0,78(36)	-0,045(39)	-0,42(19)	1237657587098583274	7,04 ^{+2,90} _{-2,10}	10,898 ^{+0,070} _{-0,097}	-16,4 ^{+4,0} _{-25,8}
20111	-5,6056	0,2481	0,2442	S	587731186738266460	0,16(74)	-0,001(44)	0,05(22)	1237666408439940055	7,07 ^{+1,94} _{-1,20}	10,844 ^{+0,060} _{-0,066}	-11,97 ^{+0,53} _{-0,93}
20232	7,0833	-0,0581	0,2177	B	587731186207031493	-1,12(58)	-0,009(40)	-0,25(20)	1237657190908297506	9,24 ^{+0,90} _{-2,00}	11,107 ^{+0,039} _{-0,062}	-13,82 ^{+2,11} _{-29,30}
20723	41,2188	-0,1074	0,3773	B	587731512615633103	-2,26(82)	-0,113(97)	-0,08(33)	1237657070628306973	5,64 ^{+2,00} _{-2,40}	11,131 ^{+0,095} _{-0,112}	-16,2 ^{+4,3} _{-20,4}
20757	43,6217	0,2215	0,3655	B	587731513153487020	1,4(1,6)	0,212(81)	-0,44(35)	1237657586562302517	-	-	-
20768	40,6259	-0,9711	0,2383	S	587731511541563584	-1,2(1,1)	0,046(63)	0,24(26)	1237657584950379205	-	-	-
20882	16,9923	0,4637	0,3144	B	588015509813657766	0,59(94)	-0,102(56)	0,29(26)	1237663784741700254	4,32 ^{+2,11} _{-1,13}	10,47 ^{+0,12} _{-0,10}	-13,2 ^{+1,7} _{-12,8}

¹ S – tipificação espectroscópica; P – tipificação fotométrica com *spec-z* da hospedeira do SDSS-II; B – tipificação fotométrica com *spec-z* da hospedeira do BOSS.

² Linhas sem valores correspondem a SNIas sem hospedeiras identificadas.

³ Linhas sem valores correspondem a hospedeiras que não passaram no corte de nível descritivo mínimo.