



PONTIFICIA
UNIVERSIDAD
CATÓLICA
DE CHILE

FACULTAD DE FÍSICA
INSTITUTO DE ASTROFÍSICA

Estimadores de metalicidad en SN tipo II-P

BY

NICOLAS CASTRO MORALES

Tesis presentada a la Facultad de Física de la
Pontificia Universidad Católica de Chile, para
optar al grado académico de Magíster en Astrofísica.

Supervisor : Dr. Alejandro Clocchiatti (PUC Chile)
Correctores : Dra. Manuela Zoccali (PUC Chile)
Dr. Márcio Catelan (PUC Chile)

31 Julio, 2023
Santiago, Chile

Se autoriza la reproducción total o parcial, con fines académicos, por cualquier medio o procedimiento, incluyendo la cita bibliográfica del documento.

Acknowledgments

Quiero dar gracias a mi familia, por su apoyo y constante preocupación por sacar adelante este proyecto, quienes estuvieron siempre presentes y sobre todo en los años difíciles de pandemia.

Además quería expresar mi más sincero agradecimiento a mi supervisor, Dr. Alejandro Clocchiatti, con quien he trabajado por varios años, por tenerme como su estudiante, por enseñarme con paciencia y prepararme para mi futuro y siempre estar ahí para resolver las dudas.

Agradecer a Luc Dessart por el tiempo que dedicó a los nuevos datos que sirvieron para llevar a cabo esta tesis.

También a los profesores, compañeros y funcionarios del Instituto de Astronomía y además de la Facultad de Física de la PUC por el grato ambiente que me han estado entregando.

También me gustaría agradecer al Instituto Milenio de Astrofísica MAS (ANID, Iniciativa Científica Milenio, ICN 12_009) por el financiamiento entregado durante mis estudios de magíster, que en conjunto con su equipo administrativo, fueron un pilar importante en este periodo.

Abstract

Uno de los parámetros más difíciles de estimar en supernovas es su metalicidad, basicamente por lo complejo de sus espectros y por la imposibilidad de haber observado con el detalle apropiado al progenitor en la gran mayoría de los casos. Los espectros de las supernovas de tipo IIP durante la fase fotosférica, sin embargo, revelan información directa sobre la metalicidad de la estrella progenitora que es posible interpretar. Los pseudo anchos equivalentes de los perfiles P Cygni de líneas de elementos químicos complejos ya han sido utilizados como indicadores de metalicidad, pero tienen algunas limitaciones. Presentamos un nuevo método que añade a las líneas de los espectros un indicador fotométrico basado en la evolución del brillo de las supernovas en la banda B , y/o la U , de Johnson, siempre en supernovas tipo IIP. Usando modelos teóricos de la atmósfera en estas supernovas encontramos que la variación de la magnitud en B entre las fases temprana y tardía de la curva de luz (EtoLC, por las siglas en inglés, de “Early to Late Contrast”) está relacionada tanto con la masa como con la metalicidad del progenitor. Mostramos además que con el uso combinado de los anchos equivalentes de una línea de hierro y estos EtoLCS es posible discriminar con bastante sensibilidad y separar supernovas provenientes de la explosión de progenitores muy masivos de las provenientes de progenitores poco masivos, así como los que tenían metalicidad elevada de los que la tenían baja. Utilizando esta técnica a una muestra de supernovas reales, con buenos conjuntos de datos como para poder medir estos parámetros, se encuentra concordancia con lo ilustrado por los modelos indicando que, una vez calibrado, el método tendrá el potencial de poder encontrar con observaciones directas las características de masa y metalicidad de los progenitores de SN tipo IIP.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Abundancias químicas en el universo	1
1.2. Supernovas Tipo IIP como indicador de metalicidad	3
2. Metalicidad en SNIIP	6
2.1. pEW, número de absorbedores y metalicidad	6
2.2. Expandiendo D14 y A16	9
2.3. Efectos fotométricos de la metalicidad	13
2.4. Early to Late Contrast (EtoLC)	14
3. Observables y datos	16
3.1. Definición de momentos y periodos para cada supernova	16
3.2. Pseudo Equivalent Width (pEW)	18
3.3. Base de datos observacionales	18
4. Resultados	20
4.1. EtoLC y pEW en ATM	20
4.2. EtoLC y pEW en SNe reales	23
5. Discusión y Conclusiones	25
5.1. Mirada hacia el futuro	27
A. Nota sobre la línea FeII λ5169	30

Bibliography

32

Índice de figuras

2.1.	Figura 15 de Gutiérrez et al. (2017) mostrando la definición de los pEWs de varios de los perfiles P Cygni comunmente utilizados en estudios de supernovas.	7
2.2.	El gráfico es similar a la figura 4 de A16, el cual muestra la evolución temporal del pseudo-ancho equivalente de la línea FeII $\lambda 5018$ para los nuevos modelos de $15M_{\odot}$, una actualización de los que fueron presentados en D14. La línea continúa en negro, representa el promedio de pEW para las supernovas analizadas en A16, y las líneas discontinuas en azul, representan 1σ . Las demás líneas representan la evolución del pEW para los modelos con la metalicidad etiquetada en cada caso. En este sentido, la diferencia de anchos equivalentes es notable en función de la metalicidad para algunas fechas determinadas.	8
2.3.	El gráfico muestra la variación del ancho equivalente en la mitad del plateau con respecto a la metalicidad en los modelos atmosféricos de Dessart et al. (2013). En comparación con los trabajos anteriores, acá se puede ver que para un mismo ancho equivalente, pueden haber diferentes combinaciones de masa y metalicidad.	12
2.4.	En el gráfico se muestran espectros tempranos (20 días) y tardíos (80 días) para los modelos atmosféricos cuyo progenitor corresponde a una masa de $15M_{\odot}$ y para metalicidades de 2, 1, 0.5, 0.25 y 0.1 veces la solar. Adicionalmente a esto, están superpuestos los filtros de Bessell U , B , V , R , para hacer énfasis en el cambio que se produce en las bandas más azules/ultravioleta. En este caso, la banda U es la que refleja mayor cambio entre estos días. . .	13

- 2.5. Curvas de luz en dos pasabandas: V (línea discontinua) y B (con un shift en magnitud de -0.5; línea sólida), para los modelos atmosféricos teóricos del gráfico 2.4. Se puede notar que en la banda B, el cambio en magnitud es mayor para la mayor metalicidad. Como no hay otros parámetros que varían en el input del modelo, este cambio de magnitud es producido por la metalicidad. 15
- 3.1. El gráfico de la izquierda representa el ajuste cuadrático para el máximo en la banda B. El gráfico de la derecha muestra los ajustes lineales al plateau y la fase de transición entre plateau y cola radiactiva. El punto de intersección de las dos rectas proporciona el tiempo y la magnitud para el final del plateau. 17
- 4.1. El gráfico muestra el cambio en la banda B en relación con el ancho equivalente de la línea de hierro FeII $\lambda 5018$. Para metalicidades más altas el valor del contraste aumenta para la misma masa. La línea discontinua roja representa la unión de los modelos con la misma masa, para enfatizar la variación que tiene el contraste. La línea discontinua azul representa modelos con misma metalicidad inicial del progenitor. Las etiquetas de cada punto son de la forma: $mXXzYY$ donde XX representa la masa en M_{\odot} y YY la metalicidad en Z_{\odot} (si comienza por 0 será decimal, ej: 025 implica $0.25Z_{\odot}$). 21
- 4.2. EtoLC en la banda U en función del ancho equivalente de la línea FeII $\lambda 5018$. Como se puede ver, tiene un comportamiento similar a la banda B , donde los modelos de mayor masa muestran el mayor cambio en magnitud con respecto a la metalicidad. Las etiquetas son equivalentes a las del gráfico 4.1. 22
- 4.3. El gráfico muestra la superposición del gráfico 4.1 con las observaciones de supernovas en la Tabla 3.1. La mayor parte de las supernovas parece ser muy metálica y encontrarse en los sectores más hacia la derecha, en comparación con 2015bs, que aparece abajo a la izquierda concordando con el resultado de Anderson, la cual calificó como la supernova menos metálica descubierta. 24

- A.1. En los gráficos se muestran secciones centradas aproximadamente donde estaría la línea FeII $\lambda 5169$. El gráfico superior muestra un espectro a 30 días de la supernova SN2005cs, la cual presentó baja velocidad de expansión durante el plateau. Se pueden notar diversas líneas de absorción dentro de un rango acotado de 100 Å. En el gráfico inferior, se muestra un ATM de $25M_{\odot}$ cercano a la mitad del plateau, y también muestra las mismas señales, de poseer varias líneas de absorción en el rango de 100 Å. Como se puede ver, se ajustaron varias gaussianas a esta línea, y el ajuste se ve consistente. 31

Capítulo 1

Introducción

Uno de los parámetros más importantes en astrofísica es el porcentaje de átomos complejos en la materia, característica técnicamente conocida como abundancia química, pero usualmente llamada “metalicidad”. En la mayoría de las áreas ya sea, estelar, galáctica, extra-galáctica o cosmológica, es necesario contar con observables que midan la evolución química del entorno, que es clave para poder entender la formación y evolución de los distintos sistemas físicos asociados. En nuestra galaxia podemos medir de forma sencilla la metalicidad en estrellas y en nebulosas, ya que, por un lado, contamos con una gran variedad de objetos fácilmente accesibles con telescopios y espectrógrafos usuales y, por el otro, los modelos teóricos que nos permiten interpretar las observaciones en forma detallada llevan muchas décadas de desarrollo y perfeccionamiento. Pero a medida que nos alejamos, comenzamos a tener problemas para hacer estas mediciones, ya que cada vez las fuentes son menos luminosas y el costo en tiempo para medir espectros es muy elevado, sino casi imposible con la resolución adecuada.

1.1. Abundancias químicas en el universo

La evolución de las abundancias químicas en el universo puede ser estudiada de diversas maneras. Algunas de las más precisas son directamente una aplicación de las técnicas usadas en la Vía Láctea y galaxias cercanas, basadas en las razones de líneas de emisión de iones de oxígeno, nitrógeno e hidrógeno, que nos permiten llegar a un redshift ~ 2.5 (Pettini &

Pagel, 2004).

Muchas técnicas que nos permiten llegar más profundo en el universo se basan en el análisis del espectro de cuasars, una de las fuentes más luminosas con que contamos a alto redshift. Hay estrategias que usan líneas asociadas al cuasar mismo, ya sea las líneas de emisión o de absorción anchas, o las líneas de absorción angostas. Algunas combinaciones de líneas permiten diagnósticos directos y otras requieren ser interpretadas con la ayuda de modelos de fotoionización de la zona de formación (Hamann & Ferland, 1999). Como los cuasars son regiones físicamente complejas, hay una componente de incerteza relevante asociada a estos modelos. Otra estrategia es aprovechar la extensa población de líneas de absorción en los “Damped Ly α Systems” (DLAS, D’Odorico et al., 2013). Este camino permite llegar al universo profundo ($z \lesssim 6,0$) pero, cuando está basada en líneas de elementos altamente ionizados, el ejemplo usual es C IV, cuya presencia está determinada no solamente por la cantidad de carbono existente sino por las condiciones de ionización en el gas, se requiere trabajo adicional recurriendo a otros iones, o comparación con simulaciones cosmológicas, para poder interpretar correctamente los resultados y determinar la evolución real del contenido metálico en el universo.

Otra línea de avance en el estudio de los DLAs combina observaciones en múltiples longitudes de onda, desde ondas métricas en radio hasta ultravioleta con espectroscopía echelle, para determinar parámetros básicos como densidad de HI, otros elementos cuyas líneas de absorción son detectables en los espectros, y temperaturas electrónicas, para obtener a partir de ellos abundancias químicas (Ellison et al., 2012).

También se han hecho determinaciones de metalicidad de significación cosmológica usando fotometría de emisores de Lyman α en múltiples pasabandas y ajustando la distribución espectral observada. El ajuste requiere un modelo de emisión que implica definir una historia de formación estelar y una función de masa inicial. Nakajima et al. (2012), por ejemplo, presenta resultados para emisores de Lyman α a $z \sim 2,2$.

Dadas las complejidades de la observación, las dependencias con modelos y con la física específica de las regiones estudiadas, y la importancia fundamental del tema, siempre será de interés contar con un estimador de metalicidad con utilidad cosmológica.

1.2. Supernovas Tipo IIP como indicador de metalicidad

Las consecuencias de las variaciones en metalicidad en los espectros de supernovas Tipo II Plateau (SN IIP, Filippenko, 1997) han sido estudiadas por Dessart et al. (2014) (D14 para futuras referencias), quienes las proponen como un estimador de metalicidad de utilidad cosmológica. Como estos eventos son el resultado de la explosión de estrellas masivas, de corta vida (Branch & Wheeler, 2017), nos informan de la composición química del entorno esencialmente al mismo redshift de la galaxia progenitora. Aunque este tipo de supernovas es en promedio más débil que las de tipo Ia, que son frecuentemente usadas en cosmología como estimadores de distancia, igualmente suelen tener un brillo comparable al de la galaxia que las contiene. En principio, entonces, contando con el telescopio e instrumento apropiado, uno podría observar supernovas de tipo IIP tan lejos como las galaxias a alto redshift de las que se tiene registro.

La idea de que las supernovas de tipo IIP puedan ser utilizadas como trazadores de metalicidad partió con el trabajo de Dessart et al. (2013), quienes ilustraron las diferencias en espectros teóricos de la etapa fotosférica de supernovas originadas en estrellas progenitoras de distinta metalicidad. Luego de esto, D14 realizaron un estudio más profundo de la evolución espectral teórica para un modelo de supernova variando su metalicidad, calculando una grilla con un décimo, cuatro décimos, una y dos veces la metalicidad solar. En el trabajo de D14 se muestra que el espectro teórico durante el plateau muestra claras señales ópticas sensibles a la metalicidad que se correlacionan con los anchos equivalentes de la absorción en los perfiles P Cygni para O, Na, Ca, Sc, Ti, y Fe. Una conclusión relevante es la identificación de la línea FeII $\lambda 5018$ como óptima para esta clase de estudios, por su ubicuidad a lo largo de la época fotosférica y rango de longitud de onda fácil de observar con la mayoría de los espectrógrafos instalados usualmente en los telescopios.

Anderson et al. (2016) (A16 para futuras referencias) seleccionan una muestra de más de 100 supernovas bien observadas, previamente presentadas en Anderson et al. (2014), y estudian la metalicidad de regiones HII ubicadas cerca de las supernovas en las galaxias progenitoras. Analizan la evolución de los pseudo anchos equivalentes de la línea de FeII $\lambda 5018$ con la edad de la explosión, deciden que la señal medida al día 50 después de la

explosión es la que conviene utilizar, y presentan correlaciones con los diagnósticos de N2 y O3N2 calibrados por Marino et al. (2013). Los métodos N2 y O3N2 se utilizan para estimar metalicidad a partir de las líneas de emisión de nitrógeno y oxígeno. Un factor crítico en la medición es la determinación de la temperatura electrónica, la cual es obtenida a partir de las tasas de emisión de líneas prohibidas. Como éstas emisiones son muy débiles, se tienen que medir indirectamente con métodos teóricos y también con métodos calibrados empíricamente con líneas de emisión fuerte. Así, A14 encuentra una tendencia estadísticamente significativa, en el sentido que las SNe con los mayores anchos equivalentes explotan en entornos de metalicidad más alta. Advierten, sin embargo, que la correlación también muestra una dispersión significativa, la cual explican como el resultado de haber incluido SNe con diferentes propiedades observadas (básicamente muy diferentes curvas de luz), junto con una dispersión intrínseca relevante del diagnóstico de abundancia utilizado con la temperatura electrónica de las regiones H II. En apoyo de esta interpretación mencionan que las correlaciones mejoran si usan las regiones H II más cercanas a las SNe, si restringen la muestra a SNe Tipo IIP normales, o si miden los anchos equivalentes cuando las SNe tienen el mismo color en lugar de hacerlo en un momento específico luego de la explosión.

El trabajo de A16 es un primer gran aporte al uso de supernovas de tipo II para estimar la abundancia química del entorno del cuál proceden. Pero hay espacio para proponer mejoras. Una limitación de D14 y A16 es que utilizan como base teórica de comparación básicamente un sólo modelo de explosión, el de una estrella progenitora de $15 M_{\odot}$ en la secuencia principal, con metalicidad solar. En este trabajo expandimos el resultado de D14 analizando una grilla de modelos calculados con estrellas progenitoras de diferente masa en la secuencia principal. Mostramos que la diferencia de masa introduce un problema para el uso del ancho equivalente de la línea FeII $\lambda 5018$ como estimador de metalicidad porque aparece una degeneración: el mismo ancho equivalente puede ser producido por estrellas de diferente metalicidad si tienen diferentes masas. Luego identificamos un nuevo parámetro observable, el contraste entre la magnitud en la banda B en el máximo de brillo de la supernova y la misma magnitud B al fin del plateau (parámetro que llamamos “EtoLC” de acuerdo a la sigla del nombre en inglés: Early to Late Contrast). Este parámetro, que funciona como un índice de metalicidad, también muestra una degeneración con la masa

1.2. SUPERNOVAS TIPO IIP COMO INDICADOR DE METALICIDAD

que tenía el progenitor antes de evolucionar fuera de la secuencia principal, pero tiene la virtud de que combinado con el ancho equivalente de la línea FeII $\lambda 5018$ nos permite romper la degeneración entre masa y metalicidad y obtener una estimación conjunta de ambas.

Capítulo 2

Metalicidad en SNIIP

2.1. pEW, número de absorbedores y metalicidad

El “ancho equivalente” (EW por su sigla en inglés) de una línea está directamente relacionado con el número de absorbedores que eliminan fotones con la energía específica, y es relativamente fácil de definir para las líneas del espectro de absorción en estrellas normales o líneas de emisión en una nebulosa (Ostlie & Carroll, 1996). Pero para estrellas con extensos vientos estelares, y más aún para el caso extremo de vientos estelares que resultan de las explosiones de supernova, el EW se complejiza porque el espectro integrado del objeto muestra perfiles tipo P Cygni, que tienen a la vez una componente de absorción y una de emisión, corridas hacia el azul y el rojo, respectivamente, de la longitud de onda en reposo de la línea. En estos casos, teniendo una correcta definición del continuo, es posible identificar dónde se inicia cada una de las componentes y calcular un EW combinado, sumando el área de ambas. En el caso de que haya varias líneas superpuestas, la tarea se hace difícil. Para el caso de SNe, obtener un EW preciso es posible solamente en el caso de espectros teóricos, donde el investigador tiene acceso a la definición del continuo a profundidad óptica elevada, previo al paso de la radiación por la atmósfera en expansión y formación del perfil P Cygni (e.g. D13). Para el trabajo con espectros observados el recurso utilizado es medir solamente la componente de absorción en referencia a los valores del llamado pseudo continuo, definido por los puntos hacia el azul y el rojo del mínimo de absorción donde la línea claramente desaparece.

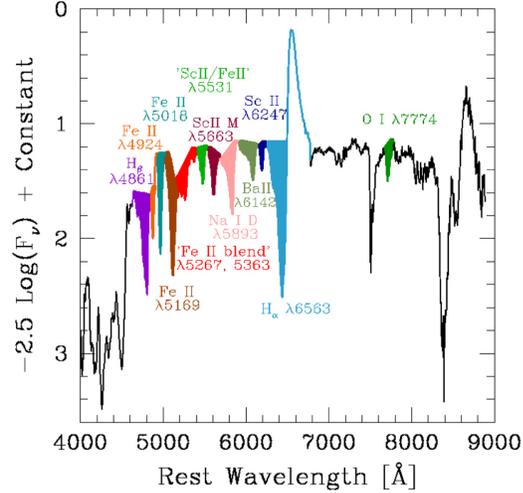


Figura 2.1: Figura 15 de Gutiérrez et al. (2017) mostrando la definición de los pEWs de varios de los perfiles P Cygni comunmente utilizados en estudios de supernovas.

La cantidad así obtenida será también proporcional al número de absorbedores del elemento en cuestión y se conoce con el nombre de pseudo ancho equivalente (pEW por su sigla en inglés). Una ilustración elegante cómo se hace esta medición la proporcionan Gutiérrez et al. (2017) en su figura 15, que reproducimos acá en la figura 2.1.

Motivado por los resultados de D14, que vinculan los EW de varias líneas de metales con la metalicidad original de las estrellas progenitoras, A16 miden el pEW de la línea FeII $\lambda 5018$ en una gran muestra de supernovas, estudian su evolución temporal en cada supernova. Construyen así un gráfico que relaciona la evolución del pEW de la línea FeII $\lambda 5018$ en el tiempo y lo comparan con el comportamiento de los modelos, cuya metalicidad se conoce (ver figuras 3 y 4 en A16). Como en este trabajo estamos usando una versión más moderna de los modelos de D14, preparamos una nueva versión de la figura 4 de A16, que mostramos en la figura 2.2. Vemos en ella que la evolución de los pEW medidos por A16 en su muestra de supernovas sigue cualitativamente la misma evolución temporal que siguen los nuevos modelos, y que la dispersión en las observaciones abarca cuantitativamente una región similar al rango de metalicidades teóricamente explorado.

Finalmente, A16 relacionan los pEW observados con indicadores de metalicidad usualmente empleados en nebulosas, como los N2 y O3N2 (Marino et al., 2013), medidos en regiones HII ubicadas en regiones de las galaxias progenitoras próximas al sitio de explo-

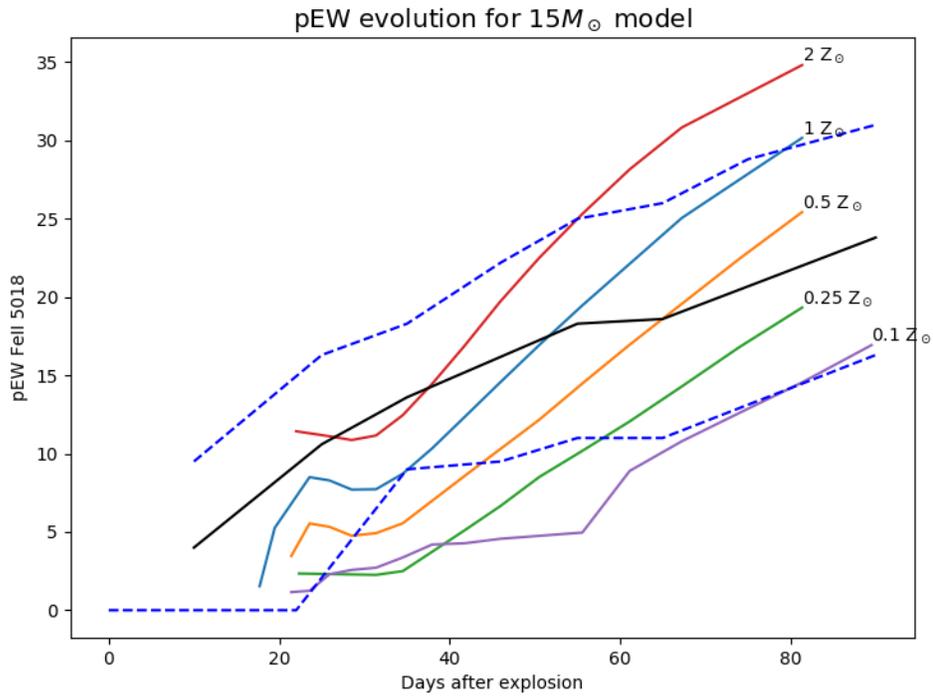


Figura 2.2: El gráfico es similar a la figura 4 de A16, el cual muestra la evolución temporal del pseudo-ancho equivalente de la línea FeII $\lambda 5018$ para los nuevos modelos de $15M_{\odot}$, una actualización de los que fueron presentados en D14. La línea continua en negro, representa el promedio de pEW para las supernovas analizadas en A16, y las líneas discontinuas en azul, representan 1σ . Las demás líneas representan la evolución del pEW para los modelos con la metalicidad etiquetada en cada caso. En este sentido, la diferencia de anchos equivalentes es notable en función de la metalicidad para algunas fechas determinadas.

sión de las SNe, encontrando una correlación estadísticamente significativa. La conexión entre pEW de la línea FeII $\lambda 5018$ del hierro medidos para una gran muestra de SNe y la metalicidad de los modelos de explosión de D14 mostrada por A16 en sus figuras 3 y 4, y con los nuevos modelos que mostramos en nuestra figura 2.2, seguida de la correlación entre estos mismos pEW y los indicadores N2 y O3N2 en las regiones HII de las galaxias progenitoras, permite predecir que debería ser posible calibrar los pEW medidos en SNe con la metalicidad de sus entornos en las galaxias progenitoras y así usar a las supernovas de tipo IIP directamente como índices de metalicidad.

2.2. Expandiendo D14 y A16

La realidad, como es usual, demuestra ser un poco más compleja. Una de las limitaciones de D14 y A16 es que fundamentan sus análisis en la comparación de observaciones con un sólo modelo de explosión de SN tipo IIP. Dessart et al. (2013) presentan un estudio con variación de varios parámetros de las estrellas progenitoras y las explosiones mismas y encuentran que aparecen “degeneraciones” entre algunos de estos parámetros. Esto quiere decir que la variación de uno de ellos produce cambios de la misma clase en los observables de la SN, como la variación de algún otro parámetro.

Nos interesa en este trabajo explorar qué influencia tiene la masa de la estrella progenitora en la magnitud y evolución del pEW de la línea FeII $\lambda 5018$, el observable principal que A16 identifica como indicador de la metalicidad. Por ese motivo nos asociamos con Luc Dessart y le solicitamos que compartiera los modelos usados en Dessart et al. (2013) y que completara la grilla con la evolución y posterior explosión algunas estrellas de mayor y menor masa en la secuencia principal, y abarcando el mismo conjunto de metalicidades usadas en A16.

Luc Dessart colaboró expandiendo la grilla de modelos utilizada en D14 y produciendo una serie de progenitores con 12, 15, 20, y 25 M_{\odot} de masa inicial en la secuencia principal, con metalicidades de 0.1, 0.25, 0.5, 1, y 2 veces la metalicidad solar (Z_{\odot}). Las variaciones de metalicidad se obtuvieron aplicando factores de escala de 0.1, 0.25, 0.5, 1, y 2, a la fracción de masa de cada uno de los metales en un modelo base de 1 Z_{\odot} para cada masa

dada. Los modelos fueron evolucionados con el código de dominio público MESA versión 10108 (Paxton et al., 2011, 2013), utilizando el parámetro usual $\alpha = 1,6$ para el largo de mezcla durante convección, la cual es activada con el criterio de convección de Schwarzschild. La convección se asume sin “overshooting” y con una tasa de pérdida de masa usando la receta ‘Dutch’ con una escala de 0.8 (Dessart et al., 2014). Asumir un valor de α para distintas metalicidades y eliminar el overshooting, deja pendiente comprobar que los valores reproduzcan la calibración en luminosidad del Sol. Nuestros resultados, entonces, tendrán un valor ilustrativo y cualitativo, pero no necesariamente cuantitativo.

La evolución con MESA se sigue hasta que alguna de las capas de masa dentro del carozo de hierro alcanza una velocidad de caída hacia el centro de 100 km s^{-1} . En ese punto, se detiene la evolución y el modelo se transfiere al código V1D (Livne, 1993), que simula una explosión mediante un pistón esférico, usando un formalismo radiativo-hidrodinámico con opacidad gris. Siguiendo el procedimiento detallado en Dessart et al. (2010) el pistón se activa hasta que le entrega a la envoltura que será eyectada una energía igual a la energía de ligadura gravitatoria más la energía cinética que la alcanzará en el infinito. Para todos los modelos a los que haremos referencia esta será de 1.2×10^{51} ergios (1.2 Bethe, o 1.2B, en lo sucesivo). V1D sigue el comportamiento hidrodinámico de la onda de choque producida por el pistón, el calentamiento y aceleración de la materia shockeada, pero no calcula la nucleosíntesis explosiva. Para un estudio autoconsistente de explosiones de supernovas esto sería una limitación inaceptable. Pero en el marco del estudio de la transferencia radiativa para supernovas de tipo II Plateau, en la etapa previa a la “cola radioactiva” de la curva de luz esta aproximación es justificable. La energía que se libera durante la época del plateau es la energía depositada por la onda de choque en la envoltura de hidrógeno y la energía proveniente de los isótopos radioactivos no juega un rol importante hasta el fin del plateau. Por su lado, los elementos químicos no radioactivos sintetizados en la explosión tampoco aparecen en el espectro hasta la etapa nebular.

Los modelos de Dessart ubican el pistón en la base de la capa rica en Si y le dan una velocidad constante de $1 \times 10^4 \text{ km s}^{-1}$. La producción de ^{56}Ni se da solamente en las capas más internas de la envoltura, las más densas, por lo que es necesario aplicar cierta dosis de mezcla de este material hacia afuera para reproducir los resultados más realistas de

explosiones calculadas en dos y tres dimensiones (e.g. Hammer et al., 2010). En los modelos usados en este trabajo el mixing es moderado, y alcanza hasta las capas que se expanden con velocidad de $\sim 2.5 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$. Como estas capas están por debajo de la fotosfera de la SN en prácticamente todo nuestro período de estudio, este factor tendrá poca influencia en los resultados presentados. Más detalles sobre la mezcla de ^{56}Ni se pueden encontrar en Dessart & Hillier (2011).

La grilla de modelos con que contamos entonces abarca metalicidades entre un décimo y dos veces la metalicidad solar y masas entre 12 y 25 M_{\odot} ¹. Lamentablemente carecemos del modelo de 12 M_{\odot} con el doble de la metalicidad solar porque MESA no convergió para estos dos parámetros si manteníamos constantes el resto de los parámetros usados en los otros modelos.

Unos 10 días luego de la aplicación del pistón las aceleraciones dentro de las capas eyectadas desaparecen y comienza el régimen de expansión homóloga. El modelo de supernova es remapeado entonces como input al código de transferencia radiativa CMFGEN² que permite el cálculo del espectro emitido hasta que la supernova entra en su etapa nebulosa.

Midiendo los anchos equivalentes de FeII $\lambda 5018$ cuando los modelos estaban en la mitad de su plateau (el detalle de por qué hicimos esto y cómo definimos la mitad del plateau se explicará después) pudimos construir la Figura 2.3. En ella podemos ver en primer lugar que si bien hay una tendencia clara que hace corresponder un pEW mayor a una metalicidad mayor, también hay, efectivamente, una degeneración entre metalicidad y masa. Esto puede expresarse diciendo que a una metalicidad dada podemos tener anchos equivalentes muy diferentes, o que habiendo medido un ancho equivalente podríamos tener metalicidades diferentes hasta por un factor ~ 2 , siempre y cuando cambiáramos la masa que la estrella progenitora tenía cuando estaba en la secuencia principal. Así, por ejemplo, un pEW de $\sim 19 \text{ \AA}$, podría corresponder a la explosión de un progenitor de entre 12 y 25 M_{\odot} , o una metalicidad de $\sim 0,75 Z_{\odot}$ podría proporcionar pEWs de entre 12.5 y 16.5 \AA , los que, como veremos un poco más adelante, podrían ser diferentes en más de un sigma

¹Nos referiremos ocasionalmente a estos modelos usando la sigla mXXzYY, donde XX será la masa expresada en masas solares e YY la metalicidad expresada en fracción, o múltiplo, de la metalicidad solar. Por ejemplo, m12z01 corresponderá al modelo de 12 M_{\odot} con $Z = 0.1 Z_{\odot}$.

²<https://sites.pitt.edu/~hillier/web/CMFGEN.htm>

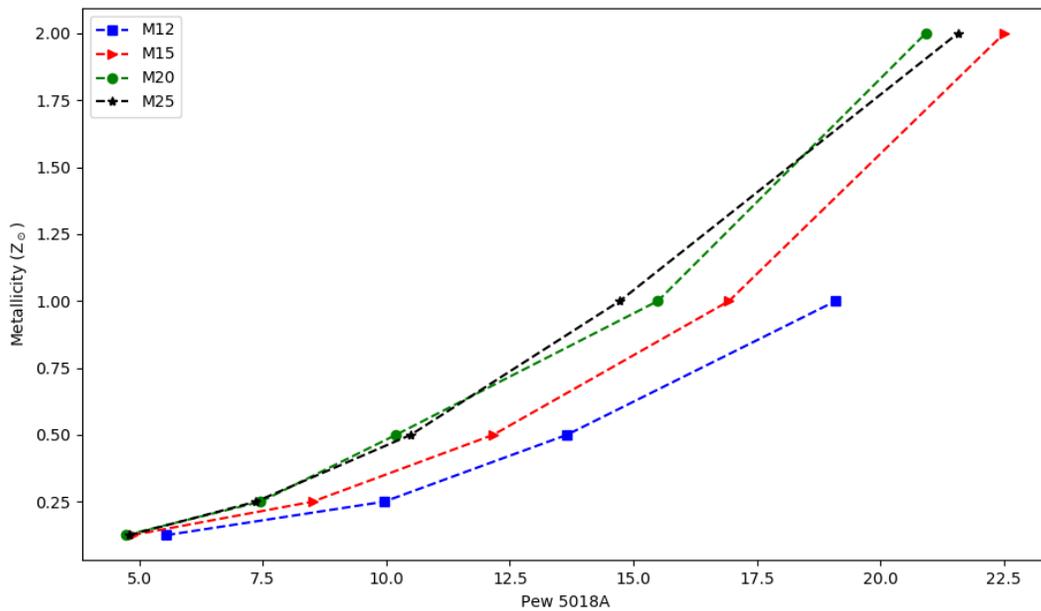


Figura 2.3: El gráfico muestra la variación del ancho equivalente en la mitad del plateau con respecto a la metalicidad en los modelos atmosféricos de Dessart et al. (2013). En comparación con los trabajos anteriores, acá se puede ver que para un mismo ancho equivalente, pueden haber diferentes combinaciones de masa y metalicidad.

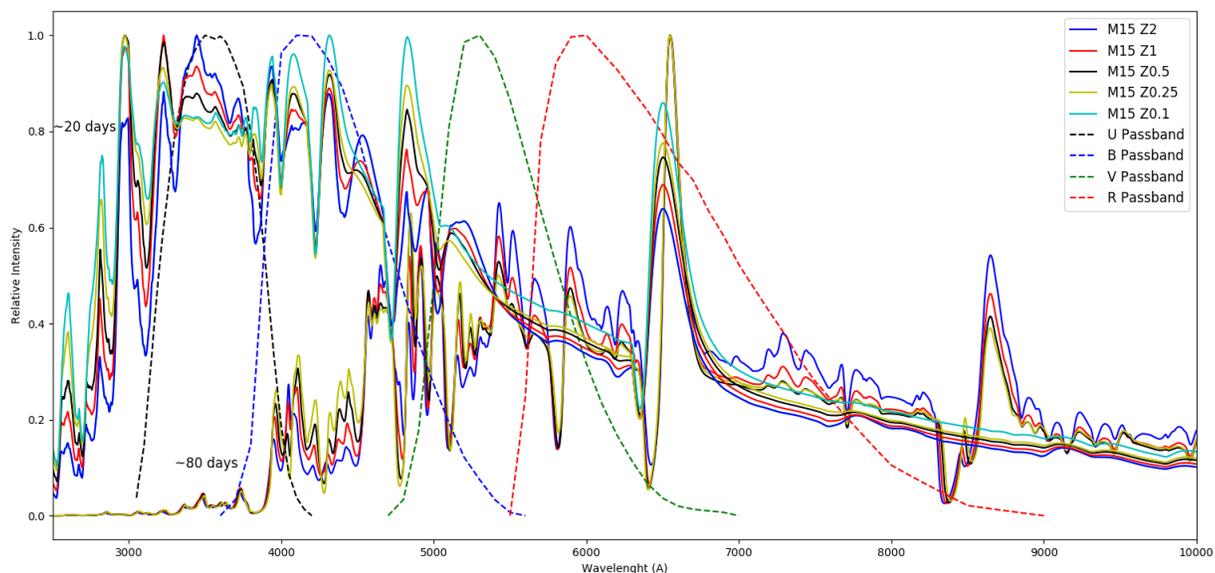


Figura 2.4: En el gráfico se muestran espectros tempranos (20 días) y tardíos (80 días) para los modelos atmosféricos cuyo progenitor corresponde a una masa de $15M_{\odot}$ y para metalicidades de 2, 1, 0.5, 0.25 y 0.1 veces la solar. Adicionalmente a esto, están superpuestos los filtros de Bessell U , B , V , R , para hacer énfasis en el cambio que se produce en las bandas más azules/ultravioleta. En este caso, la banda U es la que refleja mayor cambio entre estos días.

en casos observacionales reales.

2.3. Efectos fotométricos de la metalicidad

El color de las estrellas, al igual que las supernovas en las etapas tempranas de evolución, están relacionadas con la temperatura y la metalicidad. A la temperatura típica de una atmósfera de supernova durante la fase fotosférica, el color $B - V$ traza mayormente la temperatura, mientras que el índice de color $U - B$ es mayormente afectado por metalicidad, a través de procesos generales, conocido como blanketing, y más específicamente en el caso de supernovas, el efecto de la “expansion opacity” donde la absorción es más eficaz en medios que se expanden (o se contraen) con un gradiente de velocidad por el efecto de éste en el ensanchamiento de las líneas (Karp, 1980; Wagoner et al., 1991; Pinto & Eastman, 2000). Esos procesos afectan la radiación de forma distinta en los diferentes pasabandas, lo suficiente para identificar las marcas que dejan en las curvas de luz, y que pueden ser usados como aproximaciones a la metalicidad. La figura 2.4 nos sirve para ilustrar este

punto. Se muestra la evolución de los espectros teóricos en intensidad relativa, del resultado de la explosión de una supernova cuyo progenitor tenía $15M_{\odot}$ al iniciar la combustión termonuclear de hidrógeno en la secuencia principal. Los diferentes colores corresponden a las diferentes metalicidades del progenitor, desde un décimo hasta dos veces la metalicidad solar. También están graficados los pasabandas U, B, V, R del sistema de Bessell (Bessell, 1990). Los espectros corresponden al periodo del máximo, y al del final del plateau, cuyas fases se definirán con mayor precisión más adelante. A tiempos tempranos, la alta temperatura y la intensidad de radiación hacen que el blanketing y la opacidad de expansión jueguen un rol menor en una gran parte de las longitudes de onda del espectro, con la posible excepción en el filtro U . En el espectro tardío, la disminución de la temperatura y la intensidad de la radiación implican un aumento del blanketing y la consiguiente expansion opacity, los cuales producen una mayor absorción en los fotones azules y ultravioletas, reduciendo significativamente la radiación emitida por la fotosfera bajo los pasabandas B y U . Como los cambios de temperatura entre estos dos momentos no son tan grandes, para un modelo de explosión y un progenitor dado, las diferencias de la cantidad de radiación bloqueada bajo estos pasabandas depende solamente de la metalicidad, entonces así, comparando el comportamiento de la radiación entre estos pasabandas al principio y al final del plateau podríamos tener una idea de cómo se relaciona el cambio en la radiación con la metalicidad.

2.4. Early to Late Contrast (EtoLC)

En la figura 2.5 graficamos la curva de luz del filtro B obtenida numéricamente mediante magnitudes sintéticas en una serie de tiempo igual a los espectros del mismo progenitor, explosión y metalicidades usados para los espectros de la Figura 2.4. Se puede ver que hay diferencias en el brillo absoluto y la pendiente del decaimiento durante el plateau, pero son lo suficientemente pequeñas como para que la perspectiva de diseñar un test de observaciones que las midan con precisión significativa no se vea prometedora. Por otro lado, siguiendo la evolución desde el tiempo temprano al tiempo tardío es posible ver que las curvas de luz correspondientes a los progenitores más metálicos y menos metálicos se cru-

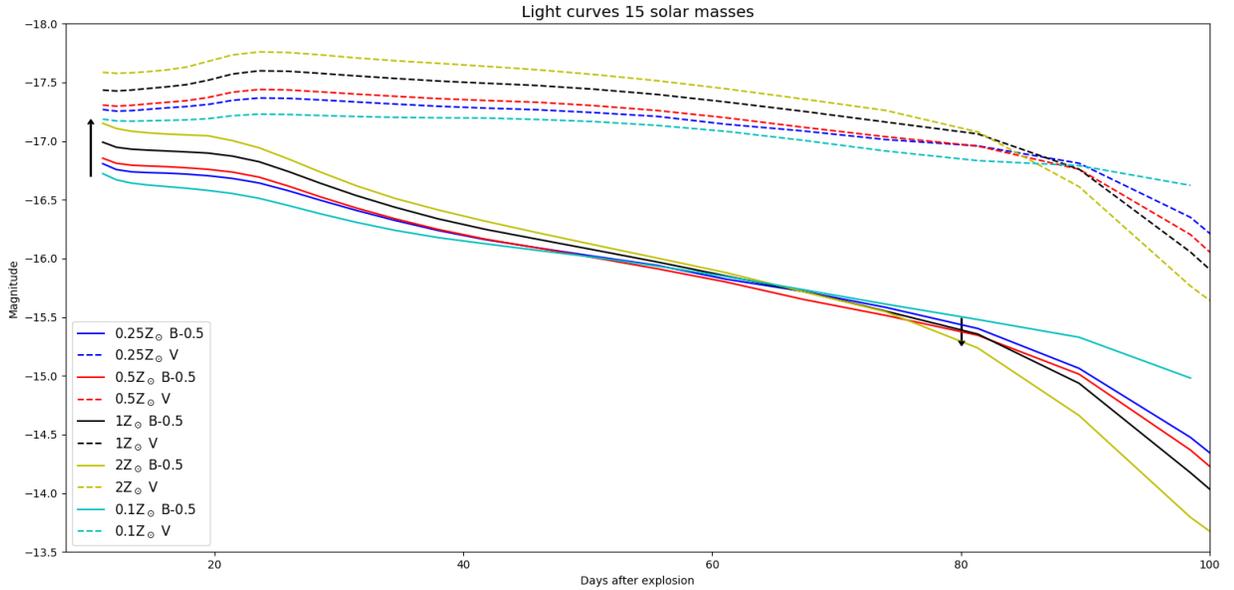


Figura 2.5: Curvas de luz en dos pasabandas: V (línea discontinua) y B (con un shift en magnitud de -0.5; línea sólida), para los modelos atmosféricos teóricos del gráfico 2.4. Se puede notar que en la banda B, el cambio en magnitud es mayor para la mayor metalicidad. Como no hay otros parámetros que varían en el input del modelo, este cambio de magnitud es producido por la metalicidad.

zan entre ellas, implicando una diferencia notable en el contraste entre tiempo temprano y tiempo tardío, relacionada directamente con la metalicidad. Para estandarizar esta evolución de color con el tiempo, en supernovas que aparentemente tengan diferentes escalas de tiempo de evolución, y siguiendo a Anderson et al. (2014), tomamos dos de sus momentos bien definidos en las curvas de luz para supernovas tipo IIP en el pasabanda V, pero los aplicamos a la banda B. La primera es el máximo de brillo en el pasabanda y la segunda es el final del plateau. La diferencia en magnitud entre estas dos etapas será el indicador fotométrico que usaremos, que denotaremos *Contraste Temprano Tardío* (Early to Late Contrast, en inglés, y de allí la sigla “EtoLC”).

Una de las principales ventajas de definir el EtoLC de esta manera, es que se disminuye el enrojecimiento interestelar, que causa los excesos de color tan difíciles de estimar para esta clase de supernovas, dado que se mide una variación en la magnitud de la supernova en un mismo pasabanda. Esto elimina una de las causas de incerteza más usuales en la medición de metalicidades mediante el uso de índices fotométricos.

Capítulo 3

Observables y datos

3.1. Definición de momentos y periodos para cada supernova

Tenemos que formalizar la definición de los tiempos críticos que llamamos “máximo de la curva de luz” y “fin del plateau”, lo que a su vez nos permitirá definir el período de duración del plateau y la mitad del mismo.

La figura 2.4 resultó de la inspección detallada de los efectos de la variación de la metalicidad en la absorción de la radiación en las bandas U , B y V . Dentro de los límites de la resolución temporal con la que Dessart calculó sus modelos, los efectos más notables surgieron comparando espectros calculados para el máximo y el fin del plateau. Se trata de dos momentos relativamente fáciles de definir, aunque no siempre estarán bien cubiertos por las observaciones. Como modelo de estrategia para calcular los momentos críticos en las curvas de luz y periodos y caracterizar las distintas fases en la evolución de las supernovas de tipo II, tomaremos la utilizada por Anderson et al. (2014), pero aplicándola principalmente a la banda B , que es la de nuestro interés. Curiosamente, Anderson et al. (2014) definen cuatro momentos críticos para caracterizar las curvas de luz, pero ninguno de ellos es el momento del máximo. Sí se preocupan de ajustar el valor de la magnitud de la supernova en el máximo sugiriendo que, habiendo sido éste reconocido, su valor específico se calcule mediante el ajuste de un polinomio de grado cuatro. En nuestro caso tomaremos un polinomio de grado dos para asegurarnos de ser consistentes cuando ajustemos curvas de luz observadas para las que podemos tener poca resolución temporal.

3.1. DEFINICIÓN DE MOMENTOS Y PERIODOS PARA CADA SUPERNOVA

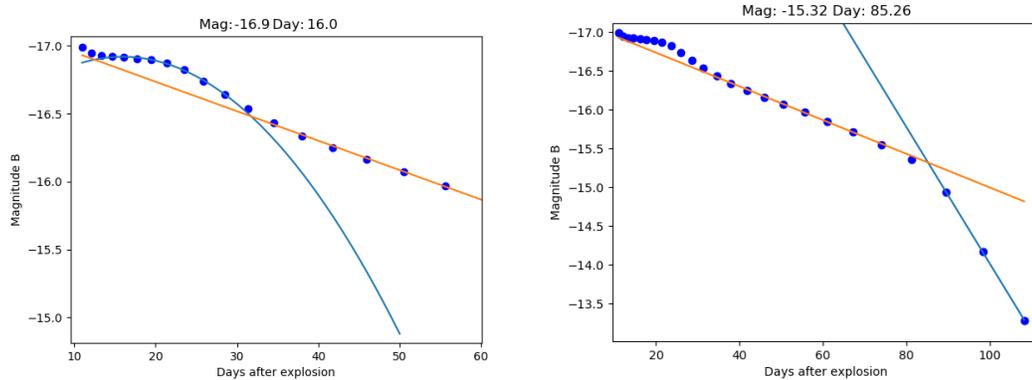


Figura 3.1: El gráfico de la izquierda representa el ajuste cuadrático para el máximo en la banda B. El gráfico de la derecha muestra los ajustes lineales al plateau y la fase de transición entre plateau y cola radiactiva. El punto de intersección de las dos rectas proporciona el tiempo y la magnitud para el final del plateau.

El otro tiempo de interés para el cálculo del “EtoLC” es el final del plateau. Anderson et al. (2014) sí definen un momento para caracterizar el fin del plateau en la banda fotométrica V (su t_{PT}), pero lo hacen siguiendo la técnica presentada por Olivares et al. (2010) que, si bien permite una automatización confiable, implica ajustar tres funciones encadenadas a la curva de luz completa: una Gaussiana a la parte temprana, una función de Fermi-Dirac a la transición entre plateau y cola exponencial, y una recta a la cola exponencial misma. Así, la estrategia resulta un tanto compleja de aplicar para curvas de luz en la banda B , que no tienen exactamente la misma forma que las de la banda V , agravado por el hecho de que en ocasiones tenemos supernovas observadas con poca resolución temporal. Por eso preferimos definir el fin del plateau de una forma más local, utilizando el plateau como etapa de evolución lineal con el tiempo, y el periodo de transición entre la fase plateau y fase nebular (la cola exponencial, o radiactiva) también como etapa de evolución lineal en el tiempo. Para cada uno de estos periodos, se ajusta una recta, y definimos el punto de intersección de las rectas como el final del plateau.

La figura 3.1 ilustra el procedimiento. En el panel del lado izquierdo se muestra el ajuste cuadrático para el máximo de luz un modelo de atmósfera de SN. En comparación con el máximo en V para los modelos, el máximo en B suele ser entre uno y tres días más temprano. En el panel de la izquierda se muestran las dos etapas lineales en la curva de luz

de la supernova con los respectivos ajustes lineales y el punto de intersección que definirá el final del plateau.

3.2. Pseudo Equivalent Width (pEW)

El otro parámetro relacionado con la metalicidad, el pEW de los perfiles P Cygni de líneas de elementos pesados, debería también poder correlacionarse con el contraste temprano-tardío (EtoLC) de las curvas de luz ya que ambos responden a la misma causa. Como en los estudios anteriores usaremos la línea de hierro FeII $\lambda 5018$ (Scott et al., 2019; Anderson et al., 2016; Dessart et al., 2014). Como ya hemos mencionado, obtener el ancho equivalente de una línea de absorción en espectros que no tienen un continuo definido y que poseen perfiles P Cygni superpuestos en muchas de sus líneas, como lo son las SN, resulta complicado.

Seguimos entonces la técnica de Gutiérrez et al. (2017), también de A16, y realizamos mediciones de pEW. A diferencia de ellos, sin embargo, lo medimos no en una fecha fija (el día 50 luego de la explosión) sino en la mitad del plateau, establecida como indicamos antes.

Al igual que A16, definiremos un pseudo-continuo utilizando los bordes de emisión laterales a la absorción de interés, y ajustaremos una Gaussiana usando la tarea *splot* en el paquete *onedspec* de *IRAF*. Como alternativa al ajuste de Gaussianas, en el caso de líneas simples, como la línea de hierro FeII $\lambda 5018$, utilizamos el cálculo directo del EW de absorción, también en el paquete *onedspec* de *IRAF*. Tanto para ajustes de Gaussianas como para integral directa, repetimos el proceso varias veces, con diferentes estimaciones del pseudo-continuo, promediamos los resultados, y el valor de la desviación estandar es tomado como el error en nuestra medida.

3.3. Base de datos observacionales

La base de datos fotométricos y espectroscópicos de las supernovas incluídas en nuestro estudio, viene de una serie de publicaciones y datos no publicados pero accesibles en el dominio público, de diversos grupos de follow-up. La elección de supernovas se hizo

SN	EtoLC	pEW FeII λ 5018	Fotometría	Espectro
1999em	1.73 (0.09)	23.90 (1.07)	Leonard (2001)	Wiserep
1999gi	1.90 (0.08)	18.7 (1.40)	Leonard (2002)	Wiserep
2001X	1.69 (0.05)	24.08 (2.20)	Faran (2014)	CSP
2002gd	2.14 (0.14)	24.13 (3.26)	Galbany (2015)	CSP
2003bn	1.70 (0.12)	20.00 (3.31)	Galbany (2015)	CSP
2004et	1.93 (0.07)	14.69 (1.80)	Maguire (2009)	Wiserep
2004er	1.81 (0.08)	14.58 (1.35)	CSP	CSP
2004fc	2.15 (0.06)	20.70 (3.04)	CSP	CSP
2004fx	>1.10 (0.20)	19.30 (1.39)	CSP	CSP
2005J	2.2 (0.07)	18.50 (2.40)	CSP	CSP
2005dz	1.65 (0.06)	23.00 (3.05)	CSP	CSP
2006iw	>1.8 (0.09)	11.09 (1.0)	CSP	CSP
2007il	>1.50 (0.07)	15.23 (1.10)	CSP	CSP
2009N	1.71 (0.04)	26.60 (0.87)	Takats (2013)	Wiserep
2012A	1.94 (0.08)	22.35 (1.20)	Tomasella (2013)	Wiserep
2012aw	1.94 (0.08)	21.72 (1.50)	Bose (2013)	Wiserep
2012ec	1.80 (0.07)	19.74 (1.30)	Barbarino (2015)	Wiserep
2013ab	1.99 (0.07)	16.93 (1.13)	Bose (2015)	Wiserep
2015bs	>1.11 (0.1)	5.18 (1.20)	Anderson (2019)	Anderson (2019)
2016x	2.06 (0.09)	13.66 (1.30)	Huang (2018)	Wiserep
2017eaw	1.87 (0.06)	18.22 (1.20)	Buta (2019)	Wiserep

Tabla 3.1: Referencias para la fotometría y espectroscopía de las supernovas utilizadas en este trabajo. La mayor parte de los datos espectroscópicos fue obtenida a través del repositorio en dominio público del Instituto Weizmann (www.wiserep.org). El valor de pEW de FeII λ 5018 está medido en la mitad del plateau, fase que definimos en la sección 2.4.

encontrando las que tuvieran una buena resolución temporal fotométrica, lo que en el contexto de este trabajo quiere decir que tenga observado el máximo, al menos cinco puntos durante el plateau, y al menos otros 4 durante la transición hacia la cola exponencial. Además, también fue requisito que tuviera un espectro cercano a la mitad del plateau para la comparación del pEW. La información con respecto a las referencias a cada supernova se muestran en la Tabla 3.1. Todas las supernovas que se utilizan en este trabajo, son SN tipo IIP. Más información sobre su clasificación y detalle de las observaciones se puede encontrar en la publicación respectiva.

Capítulo 4

Resultados

4.1. EtoLC y pEW en ATM

Midiendo los pEW y EtoLCs para la banda B como indicamos en la sección previa en los espectros y curvas de luz de los modelos de Dessart, obtenemos los resultados mostrados en las figuras 4.1 y 4.2. Para las mediciones de EtoLCs y pEWs en el filtro U se utilizaron las mismas épocas definidas para el filtro B , ya que en el filtro U no se encuentra un máximo bien definido en la mayoría de las observaciones (e incluso en los modelos, porque ocurre muy temprano en la evolución de las supernovas). En ellas podemos ver que hay un interesante efecto en la combinación de ambas estimaciones de metalicidad. Tanto el EtoLC como el pEW muestran degeneración con masa inicial del progenitor y su metalicidad en ambos pasabandas, pero la degeneración es diferente, de manera que hay una separación notable entre los progenitores de diferentes masas y metalicidades. Haciendo referencia específicamente a la figura 4.1, con el EtoLC en la banda B , vemos que a igual metalicidad, las estrellas de menor masa tienen menores valores de EtoLC y las de mayor masa tienen mayores. Así, para el mismo caso de un pEW de $\sim 19 \text{ \AA}$ mencionado antes, pueden separarse claramente la supernova que resultó de la explosión de un progenitor poco masivo como el modelo de $12 M_{\odot}$ y metalicidad solar, cuyo EtoLC es de aproximadamente 1.4 magnitudes, de un modelo cuya masa en la secuencia principal era el doble y su metalicidad aproximadamente un 50 % mayor.

Vemos incluso que, si no tuviéramos mediciones del pEW, que requieren al menos un

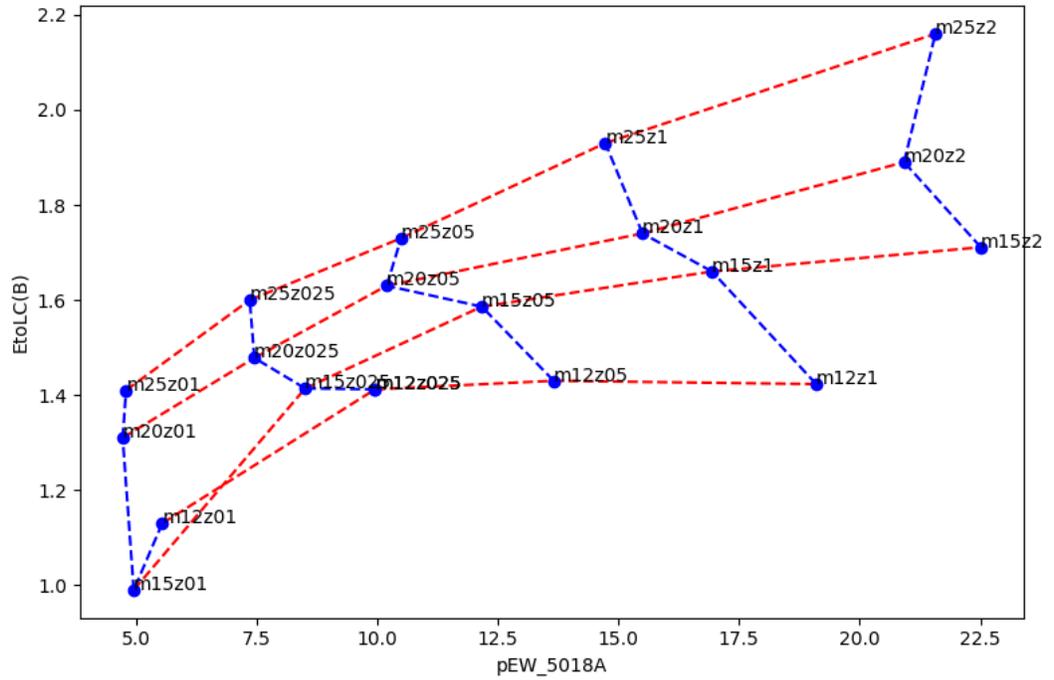


Figura 4.1: El gráfico muestra el cambio en la banda B en relación con el ancho equivalente de la línea de hierro FeII $\lambda 5018$. Para metalicidades más altas el valor del contraste aumenta para la misma masa. La línea discontinua roja representa la unión de los modelos con la misma masa, para enfatizar la variación que tiene el contraste. La línea discontinua azul representa modelos con misma metalicidad inicial del progenitor. Las etiquetas de cada punto son de la forma: mXXzYY donde XX representa la masa en M_{\odot} y YY la metalicidad en Z_{\odot} (si comienza por 0 será decimal, ej: 025 implica $0.25Z_{\odot}$).

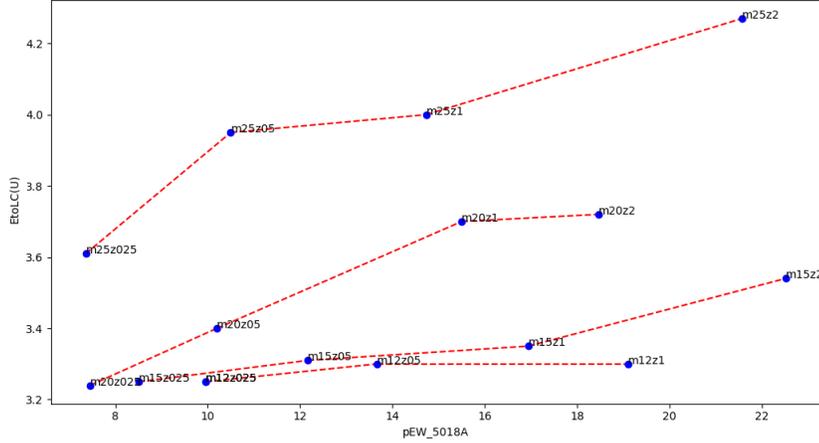


Figura 4.2: EtoLC en la banda U en función del ancho equivalente de la línea FeII $\lambda 5018$. Como se puede ver, tiene un comportamiento similar a la banda B , donde los modelos de mayor masa muestran el mayor cambio en magnitud con respecto a la metalicidad. Las etiquetas son equivalentes a las del gráfico 4.1.

espectro de la supernova en las inmediaciones de la mitad de su plateau, igual el EtoLC nos permitiría diferenciar claramente entre los progenitores muy poco masivos, aunque el poder de discriminación no sería tan fino. Estadísticamente, pequeños EtoLCs en la banda B corresponden a progenitores resultantes de la evolución de estrellas poco masivas y poco metálicas y grandes EtoLCs a lo contrario, supernovas resultantes de la explosión de estrellas muy masivas y muy metálicas.

En la figura 4.2 vemos que la banda U presenta un comportamiento parecido, pero con una sensibilidad exacerbada en la separación de las supernovas resultantes de progenitores muy masivos. Los modelos provenientes de progenitores con $25 M_{\odot}$ se separan muy claramente de los que tienen $20 M_{\odot}$, para cualquier medida del pEW. Más aún, para pEW mayores que $\sim 14 \text{ \AA}$, es prácticamente imposible confundir supernovas resultantes de la explosión de progenitores de $15 M_{\odot}$ con las de $20 M_{\odot}$, las de éstos con los de $25 M_{\odot}$ ya que las diferencias en EtoLC son del orden de, o mayores que, ~ 0.2 magnitudes.

El desafío aparece para supernovas resultantes de progenitores poco masivos y poco metálicos. Para estos casos la discriminación entre modelos dependerá críticamente de la precisión de las medidas, o puede ser directamente imposible como indica el cruce del

EtoLC en la banda B que ocurre entre el modelo de $12 M_{\odot}$ y el de $15 M_{\odot}$ para pequeñas metalicidades. Para la banda U el poder de discriminación se pierde antes para progenitores menos metálicos y masivos. Vemos en la figura 4.2 que el EtoLC es prácticamente constante para todos los modelos de $12 M_{\odot}$, independientemente de su metalicidad, que para los modelos de $15 M_{\odot}$ recién se separa de los anteriores para metalicidades mayores que $\sim 1.5 Z_{\odot}$, y que para $20 M_{\odot}$ recién tenemos un claro poder de discriminación por encima de $\sim 0.75 Z_{\odot}$. Concluimos en que los observables que hemos definido carecen de poder de discriminación en los límites de progenitores de masas y metalicidades pequeñas, con sensibilidades diferentes para las bandas U y B .

4.2. EtoLC y pEW en SNe reales

Midiendo los EtoLCs y pEWs de acuerdo a las definiciones anteriores en las supernovas presentadas en la Tabla 3.1 obtenemos los resultados mostrados en la figura 4.3, que es una repetición de la figura 4.1 con las medidas hechas en supernovas reales superpuestas. Para cada supernova se han incluido también las incertezas estimadas ($\pm 1\sigma$). Lamentablemente, los datos existentes para la banda U son muy escasos por lo que no pudimos construir una figura semejante a la 4.3 en esta banda. Vemos en esta figura que muchas de las supernovas se encuentran en el área de metalicidad alta, solar o supra solar, con una concentración interesante cerca del modelo de $15 M_{\odot}$. Algunas de las supernovas de la muestra serían claramente resultado de la explosión de progenitores muy masivos con metalicidad supra-solar. Dentro de las incertezas de 1σ , SN 2004er podría tener una metalicidad ligeramente sub-solar. SN 2015bs es, claramente, un caso muy especial en el grupo. Sería resultado de la explosión de un progenitor con metalicidad muy baja y masa también en el rango de $15 M_{\odot}$.

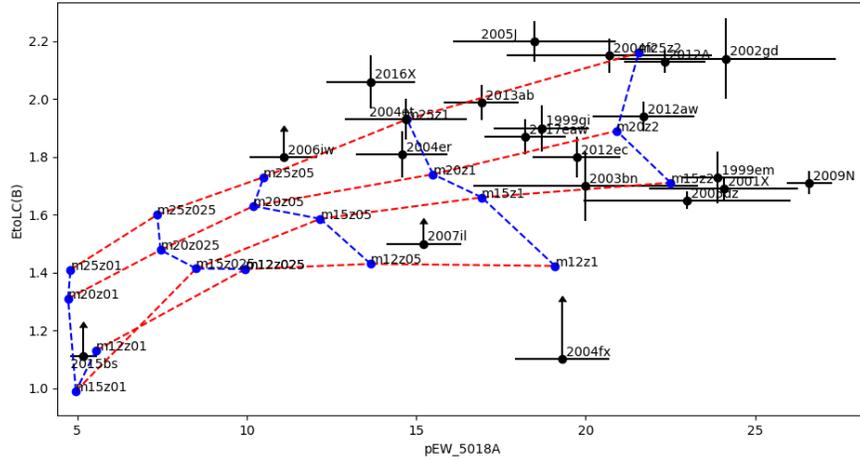


Figura 4.3: El gráfico muestra la superposición del gráfico 4.1 con las observaciones de supernovas en la Tabla 3.1. La mayor parte de las supernovas parece ser muy metálica y encontrarse en los sectores más hacia la derecha, en comparación con 2015bs, que aparece abajo a la izquierda concordando con el resultado de Anderson, la cual calificó como la supernova menos metálica descubierta.

Capítulo 5

Discusión y Conclusiones

El resultado presentado en la sección previa nos parece llamativo. La figura 4.1 fue construída en base a modelos, la figura 4.3 incluye observaciones de supernovas reales, y vemos que realidad y modelo se superponen aceptablemente dentro de los rangos esperables para masas y metalicidades de los progenitores. En principio, entonces, el concepto de usar el EtoLC como trazador de metalicidad y masa, combinado con el pEW, también trazador de metalicidad y masa, para discriminar masas y metalicidad de supernovas de tipo IIP parece claramente viable. Dadas las diferencias en sensibilidad que se ven en los modelos, sería conveniente contar con ambos el EtoLC en U y B para tener mayor poder de discriminación entre eventos. Sea que usemos combinaciones de EtoLCs en las bandas U y/o B con pEW, una ventaja importante de todos estos estimadores de metalicidad es ser independientes del exceso de color causado por enrojecimiento interestelar, sea en la Vía Láctea o en la misma galaxia progenitora de la supernova. Al ser los EtoLCs resultado de un cambio de magnitud en el mismo pasabanda el efecto de la extinción interestelar se restringe mucho, dependiendo solamente del cambio de la forma del espectro de la supernova entre las dos épocas.

Las supernovas incluidas en la Tabla 3.1 distan mucho de representar una muestra representativa de la población real de supernovas en el universo cercano, ya que están sesgadas fuertemente por los requisitos impuestos (detallados en la § 3.3) necesarios para poder medir el pEW y el EtoLC. Sin embargo, la figura nos permite confirmar de manera

simple y directa algunos resultados que ya han sido mencionados en la literatura. Dessart et al. (2013) desarrolla modelos específicos para ajustar la curva de luz y los espectros de SN 1999em. Su modelo preferido es la explosión de una estrella que nació con una masa $15M_{\odot}$ y metalicidad Z_{\odot} . En nuestro diagrama SN 1999em aparece en una posición consistente con la línea de progenitores de 15 masas solares, pero con el doble de metalicidad. Esto podría indicar que la correlación entre pEW y metalicidad no se traslada directamente desde la medición en modelos, por más realistas que estos sean, a la medición en espectros observados. Otro punto interesante de notar es la escasez de supernovas correspondientes a la explosión de progenitores con metalicidad sub solar, como ha hecho notar también Dessart et al. (2014)). La mayoría de nuestros casos observados son consistentes con la explosión de progenitores de metalicidad solar, o mayor, y sólo tres casos para los que tenemos límites inferiores al EtoLC serían consistentes con metalicidad sub solar. Como ha sido notado por Anderson et al. (2018), SN 2015bs es un caso extremo y notable de una supernova con metalicidad muy baja. En nuestro gráfico aparece en el extremo inferior, consistente con la explosión de una estrella no muy masiva en la secuencia principal. Sin embargo, sólo tenemos un límite inferior al EtoLC por lo que no podemos descartar que el progenitor haya sido una estrella tan masiva como la que sugieren Anderson et al. (2018), entre 17 y 15 M_{\odot} .

A lo anterior podemos añadir que SN 2006iw para la cual el limite inferior que tenemos a su EtoLC la posiciona en una región de metalicidad sub solar. Con relación a SN 2004fx, sucede algo parecido. Pese a que contamos sólo con un límite inferior para su EtoLC, el análisis del comportamiento típico pre-máximo en otras supernovas nos permite sugerir que habría resultado de la explosión de un progenitor con masa menor que 15 M_{\odot} con metalicidad cercana a la solar. En el extremo superior derecho de nuestra figura 4.3, SNe 2004et, 2013ab, 2005j, 2004fc, 2012A, 2016X y 2002gd, aparecen como claramente inconsistentes con la explosión de objetos de baja masa. SNe 2009N y 2002gd, en especial, corresponderían a eventos con metalicidad alta.

En el párrafo anterior usamos extensivamente el modo potencial, porque sabemos que estamos comparando un índice de metalicidad calibrado con modelos teóricos de transferencia radiativa, con observaciones de objetos reales. Aunque la coincidencia en el espacio

de parámetros es atractiva hace falta una calibración real, basada en estimación de la metalicidad en las regiones donde explotaron las supernovas cuyos EtoLCs y pEWs hemos medido, para poder hacer predicciones cuantitativas de la metalicidad de los eventos. Como ha mostrado A16, la correlación entre pEW y metalicidad en la región de la SN en la galaxia progenitora existe, pero falta aún mucho trabajo observacional para poder definirla con una correlación que resulte cuantitativamente útil para la medición de metalicidad del entorno a partir de la medición de una supernova.

Hace falta una dosis de humildad frente a la posibilidad de degeneraciones adicionales con parámetros que no hemos explorado. Hay uno, en particular, que es necesario mencionar: La energía de la explosión. Para todos los modelos considerados acá, al igual que los de D14 y A16, la energía de la explosión se mantuvo constante en 1.2B. La energía de la explosión tiene una degeneración directa con la masa del progenitor, ya que en términos del observable directo lo que medimos es la razón E/M (proporcional a la velocidad de expansión al cuadrado). Para las supernovas de tipo IIP normales la energía parecería tener poca variabilidad en el entorno de 1B (Müller et al. (2017)), pero igualmente sería de mucha utilidad explorar qué implicaciones tiene la variación de este parámetro en figuras como las 4.1 y 4.2, para testear cuán robustas son nuestras conclusiones.

5.1. Mirada hacia el futuro

Pensando en la utilidad de estos resultados hacia el futuro, es importante hacer notar la importancia de un buen seguimiento de las explosiones de supernovas, en particular la importancia de las observaciones tempranas que nos permiten definir bien el máximo de la curva de luz. Estas observaciones en particular requieren de una detección rápida de las fuentes de luz transitorias que aparecen en todo el cielo, acompañadas de una comunicación rápida a toda la comunidad, para poder permitir el seguimiento empedernido de la mayoría de ellas hasta definir, sea por observación espectroscópica o por caracterización a partir de las curvas de luz, la clase de eventos que se tratan. Identificadas así las SNe tipo IIP es necesario prestar atención y obtener espectros en la región visible durante el plateau para poder medir el pEW en las inmediaciones de la mitad del mismo, y otra vez un seguimiento

fotométrico empedernido para la época en que se estima el final del plateau y la transición hacia la cola exponencial, o etapa nebular, que es tan necesaria para definir apropiadamente el final del plateau. Con el pEW y el EtoLC bien observados estaremos en condiciones de poblar diagramas como los de las figuras 4.1 y 4.2 con muchas decenas de puntos y así poder comenzar a vislumbrar la conexión entre supernovas y sus progenitores y cómo estos varían con el entorno de sus galaxias progenitoras y, eventualmente, con el redshift. También es interesante notar que, a medida que observamos supernovas más lejanas en el universo, el espectro observado se corre hacia el rojo y la parte U del espectro emitido, en particular, pasa a ser la banda B en nuestro marco de referencia en reposo para un redshift de ~ 0.3 . Por lo tanto, si bien todas las observaciones se tornan más desafiantes, para supernovas a redshifts moderados sería posible contar con mediciones del EtoLC en las bandas U , y B , observando en pasabandas menos desafiantes que el mismo U en nuestro propio rest frame.

Tanto D14, como A16, como el trabajo presentado acá requieren de una breve serie de espectros tomados durante la fase de plateau. Estos datos son relativamente complicados de obtener y limitan la muestra de SNe factibles de ser usadas en esta clase de estudios al universo cercano, donde un espectro con suficiente relación señal/ruido puede ser observado con espectrógrafos genéricos en telescopios moderadamente grandes. Siendo el EtoLC un índice de metalicidad basado solamente en fotometría, tiene la promesa de poder extender el uso de las supernovas tipo II como indicadores de metalicidad hacia regiones mucho más profundas del universo y la posibilidad natural de explotar la extensiva base de datos de observaciones fotométricas provistas por los surveys del universo en dominio temporal actualmente en curso y por los futuros. Sería importante encontrar algún otro estimador fotométrico que permita romper la degeneración entre masa y metalicidad del EtoLC, o al menos encontrar los límites en que puede ser usado como indicador de metalicidad sin el apoyo de información espectroscópica.

Obtenidas las medidas de EtoLC y pEW para muchas supernovas, siempre será posible volver a las galaxias progenitoras y repetir observaciones en el estilo de las de A16 para incrementar la base de datos observacionales de estimadores de abundancia en nebulosas y en supernovas, que eventualmente nos permitan una calibración precisa entre ambas.

Así podremos usar a las SNe tipo IIP como estimadores de metalicidad confiables en el universo a alto redshift.

Apéndice A

Nota sobre la línea FeII $\lambda 5169$

Las líneas más fuertes y más interesantes del Fe II se encuentran en el rango de longitud de onda 4400Å-5500Å. Corresponde a varios multipletes que son muy estudiados en AGN (Kovačević et al. (2010)). Uno de los multipletes más utilizados en astrofísica, específicamente en supernovas, para medición de velocidades corresponde al usual FeII $\lambda 5169$, que corresponde a la transición 6 S 5/2. En el paper se menciona la intensidad relativa de las líneas de este grupo de transición para diversas temperaturas, todas ellas dentro del rango en el que una supernova se encontraría en el plateau. La línea más imponente del grupo 6 S 5/2 corresponde a la línea de FeII $\lambda 5018$ del hierro, y en segundo lugar, con un 85 % de la intensidad a $T=10000\text{K}$, se encuentra la línea de FeII $\lambda 5169$. (Otras referencias a este valor, Fuhr et al. (1981), Kurucz (1990), Phillips (1979)). En la práctica, durante el desarrollo de esta tesis se encontró lo contrario a lo esperado. La línea de FeII $\lambda 5169$ parecía ser mucho más dominante que la de FeII $\lambda 5018$, lo que lleva a una conclusión rápida de posibles otras líneas interfiriendo en el mismo rango de delta-lambda por efecto doppler y ensanchamiento de las líneas por la velocidad de expansión de la supernova. Para comprobar esta hipótesis, se buscó supernovas que tuvieran una expansión de velocidad lenta $\sim 2000 \text{ km/s}$, para que el efecto de ensanchamiento no fuese tan significativo. En el gráfico A.1 se puede observar que hay una serie de líneas que se encuentran en el rango de FeII $\lambda 5169$. En el caso de que esta supernova hubiese tenido una mayor velocidad de expansión, se habrían superpuesto.

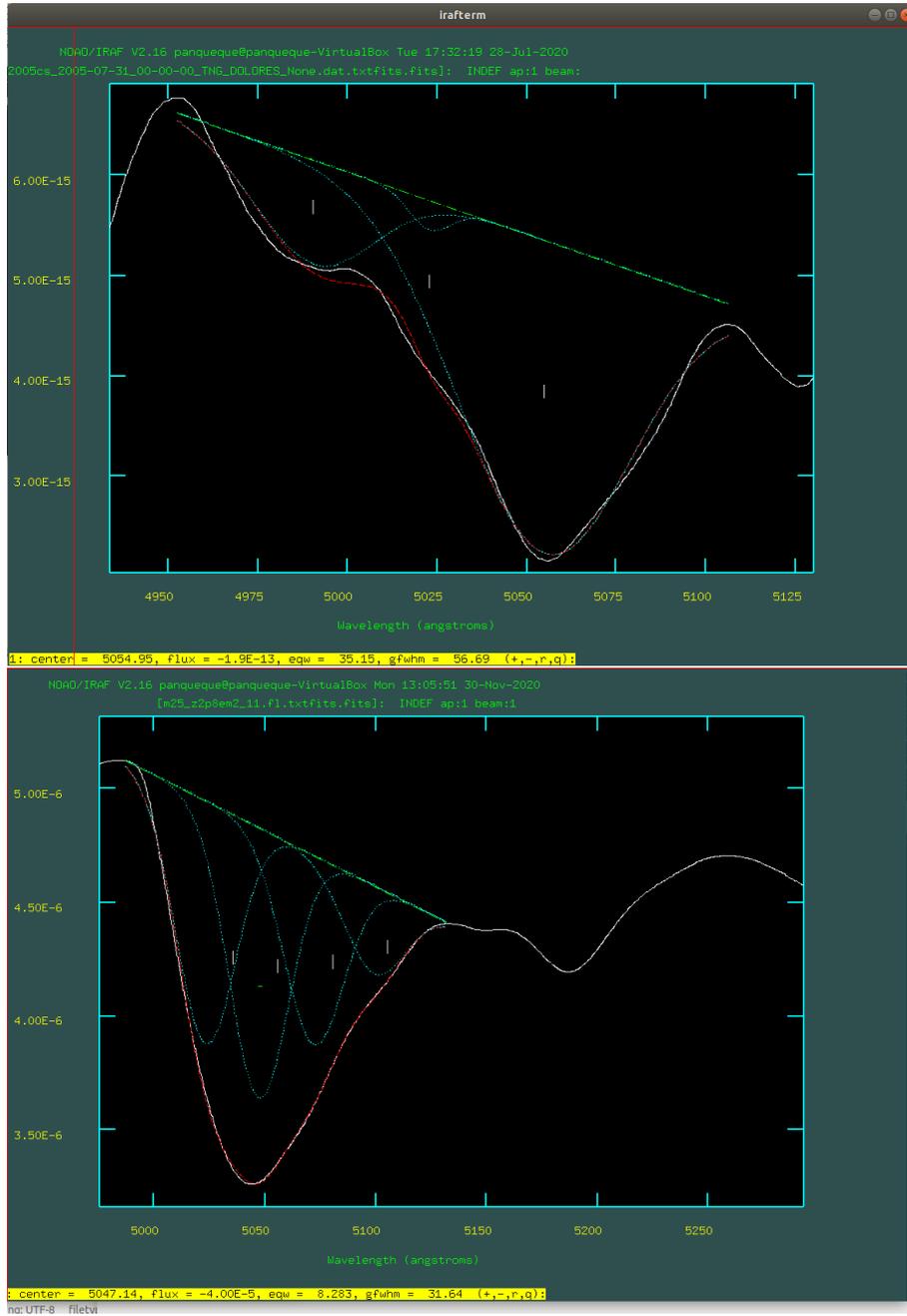


Figura A.1: En los gráficos se muestran secciones centradas aproximadamente donde estaría la línea FeII $\lambda 5169$. El gráfico superior muestra un espectro a 30 días de la supernova SN2005cs, la cual presentó baja velocidad de expansión durante el plateau. Se pueden notar diversas líneas de absorción dentro de un rango acotado de 100 Å. En el gráfico inferior, se muestra un ATM de $25M_{\odot}$ cercano a la mitad del plateau, y también muestra las mismas señales, de poseer varias líneas de absorción en el rango de 100 Å. Como se puede ver, se ajustaron varias gaussianas a esta línea, y el ajuste se ve consistente.

Bibliografía

- Anderson, J. P., González-Gaitán, S., Hamuy, M., et al. 2014, *ApJ*, 786, 67.
doi:10.1088/0004-637X/786/1/67
- Anderson, J. P., Gutiérrez, C. P., Dessart, L., et al. 2016, *A&A*, 589, A110.
doi:10.1051/0004-6361/201527691 (**A16**)
- Anderson, J. P., Dessart, L., Gutiérrez, C. P., et al. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 574.
doi:10.1038/s41550-018-0458-4
- Bessell, M. S. 1990, *PASP*, 102, 1181. doi:10.1086/132749
- Branch, D. & Wheeler, J. C. 2017, *Supernova Explosions*, ISBN 978-3-662-55052-6.
Springer-Verlag GmbH Germany, 2017, doi:10.1007/978-3-662-55054-0, §1.6
- Dessart, L., Livne, E., & Waldman, R. 2010, *MNRAS*, 408, 827. doi:10.1111/j.1365-2966.2010.17190.x
- Dessart, L. & Hillier, D. J. 2011, *MNRAS*, 410, 1739. doi:10.1111/j.1365-2966.2010.17557.x
- Dessart, L., Hillier, D. J., Waldman, R., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 1745.
doi:10.1093/mnras/stt861
- Dessart, L., Gutierrez, C. P., Hamuy, M., et al. 2014, *MNRAS*, 440, 1856.
doi:10.1093/mnras/stu417 (**D14**)
- D’Odorico, V., Cupani, G., Cristiani, S., et al. 2013, *MNRAS*, 435, 1198.
doi:10.1093/mnras/stt1365

- Ellison, S. L., Kanekar, N., Prochaska, J. X., et al. 2012, MNRAS, 424, 293.
doi:10.1111/j.1365-2966.2012.21194.x
- Filippenko, A. V. 1997, ARA&A, 35, 309. doi:10.1146/annurev.astro.35.1.309
- Fuhr, J. R., Martin, G. A., Wlese, W. L., et al. 1981, Journal of Physical and Chemical Reference Data, 10, 305. doi:10.1063/1.555644
- Gutiérrez, C. P., Anderson, J. P., Hamuy, M., et al. 2017, ApJ, 850, 89. doi:10.3847/1538-4357/aa8f52
- Hamann, F. & Ferland, G. 1999, ARA&A, 37, 487. doi:10.1146/annurev.astro.37.1.487
- Hammer, N. J., Janka, H.-T., & Müller, E. 2010, ApJ, 714, 1371. doi:10.1088/0004-637X/714/2/1371
- Karp, A. H. 1980, Supernovae Spectra, 63, 125. doi:10.1063/1.32220
- Kovačević, J., Popović, L. Č., & Dimitrijević, M. S. 2010, Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi, 15, 176
- Kurucz, R.L. 1990, Trans. I. A. U. XXB, ed. M. McNally (Dordrecht: Kluwer), 168
- Livne, E. 1993, ApJ, 412, 634. doi:10.1086/172950
- Marino, R. A., Rosales-Ortega, F. F., Sánchez, S. F., et al. 2013, A&A, 559, A114. doi:10.1051/0004-6361/201321956
- Müller, T., Prieto, J. L., Pejcha, O., et al. 2017, ApJ, 841, 127. doi:10.3847/1538-4357/aa72f1
- Nakajima, K., Ouchi, M., Shimasaku, K., et al. 2012, ApJ, 745, 12. doi:10.1088/0004-637X/745/1/12
- Olivares E., F., Hamuy, M., Pignata, G., et al. 2010, ApJ, 715, 833. doi:10.1088/0004-637X/715/2/833
- Ostlie, D. A. & Carroll, B. W. 1996, An Introduction to Modern Stellar Astrophysics, 1996, ISBN 0-201-59880-9, §9.5

- Paxton, B., Bildsten, L., Dotter, A., et al. 2011, *ApJS*, 192, 3. doi:10.1088/0067-0049/192/1/3
- Paxton, B., Cantiello, M., Arras, P., et al. 2013, *ApJS*, 208, 4. doi:10.1088/0067-0049/208/1/4
- Pettini, M. & Pagel, B. E. J. 2004, *MNRAS*, 348, L59. doi:10.1111/j.1365-2966.2004.07591.x
- Phillips, M. M. 1979, *ApJS*, 39, 377. doi:10.1086/190577
- Pinto, P. A. & Eastman, R. G. 2000, *ApJ*, 530, 757. doi:10.1086/308380
- Scott, S., Nicholl, M., Blanchard, P., et al. 2019, *ApJ*, 870, L16. doi:10.3847/2041-8213/aaf8ad
- Wagoner, R. V., Perez, C. A., & Vasu, M. 1991, *ApJ*, 377, 639. doi:10.1086/170391