

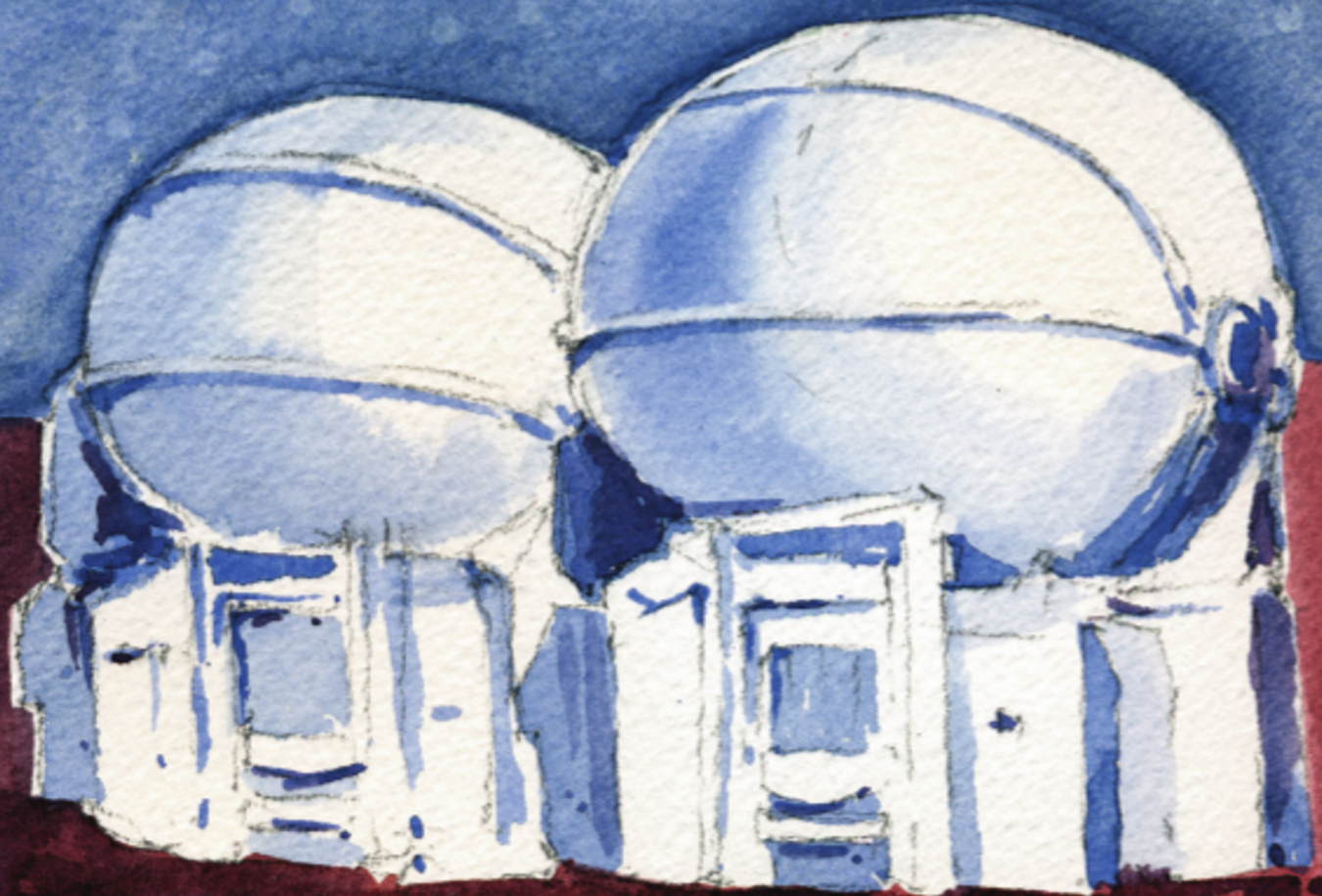


Departament d'Astronomia i Astrofísica

TESIS DOCTORAL

**Near-infrared spectro-interferometry of
red giant and supergiant stars**

**Belén Arroyo Torres
Mayo 2015**



Near-infrared
spectro-interferometry of red giant
and supergiant stars

Memoria presentada para optar al título de Doctor

Programa de doctorado en Física

Belén Arroyo Torres

Dirigida por el Doctor

Juan María Marcaide Osoro

y co-dirigida por el Doctor

Markus Wittkowski

Departamento de Astronomía y Astrofísica

Universidad de Valencia

Valencia, 2015

Belén Arroyo Torres

DNI: 47286744-D


Arroyo

Copyright © Belén Arroyo Torres

JUAN MARÍA MARCAIDE OSORO, Catedrático de Astronomía
y Astrofísica de la Universidad de Valencia

CERTIFICA:

Que la presente memoria, titulada *Near-infrared spectro-interferometry of red giant and supergiant stars*, ha sido realizada en el Departament d'Astronomia i Astrofísica de la Universitat de València por Belén Arroyo Torres bajo mi codirección y constituye su Tesis Doctoral para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.

Valencia, 4 de Febrero de 2015



Fdo. Juan María Marcaide Osoro

Markus Wittkowski, Astrónomo asociado del Observatorio Europeo Austral (ESO)

CERTIFICA:

Que la presente memoria, titulada *Near-infrared spectro-interferometry of red giant and supergiant stars*, ha sido realizada en el Departament d'Astronomia i Astrofísica de la Universitat de València por Belén Arroyo Torres bajo mi codirección y constituye su Tesis Doctoral para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.

Valencia, 4 de Febrero de 2015



Fdo. Markus Wittkowski

A mi familia y a Sergio

Agradecimientos

Esta tesis no podría haber llegado a buen puerto sin la ayuda de mucha gente, no solo a lo largo de estos últimos cuatro años, sino también tiempo atrás. Por ello me gustaría en estas líneas agradecerse a todas ellas.

A mi director de tesis, Jon Marcaide, le agradezco no solo por darme la oportunidad de entrar en este grupo y realizar la tesis en un tema muy interesante y de actualidad, sino también por su guía a lo largo de todos estos años, así como por sus críticas y sugerencias, las cuales han enriquecido el trabajo de esta tesis.

A Markus Wittkowski, sin el cual esta tesis tampoco podría haber llegado a buen puerto, y todo el trabajo realizado en ella habría sido una misión imposible. También quiero agradecerle toda la paciencia que ha tenido a lo largo de estos años con las innumerables cuestiones que le he mandado planteado sobre multitud de temas, y toda la ayuda que me brindó en los tres meses que estuve trabajando con él en Múnich.

También quiero mencionar en estos agradecimientos a mucha gente del mundo del modelado teórico, sin cuyos modelos esta tesis nunca hubiese podido seguir adelante: Andrea Chiavassa, Michael Scholz, Bernd Freytag, Peter Hauschildt y Peter Wood. También quiero agradecer a Iván Martí-Vidal toda su ayuda al comienzo de esta tesis, pues, sin su experiencia, esos primeros meses hubieran sido mucho más complicados, así como toda la ayuda que me dio con los primeros pasos de la reducción de los datos. A Juan Fabregat, por toda su ayuda con el cálculo de la extinción y el flujo bolométrico. A José Carlos Guirado Puerta, por su ayuda y apoyo a lo largo de toda la tesis. A Claudia Paladini, por su ayuda y sugerencias a lo largo de estos años. A Iva Karovicova, por darme la oportunidad de ir a observar con ella a Paranal y confiar en mí para realizar otras dos campañas de observación. Estar en Paranal fue una experiencia increíble. A Fabien Malbet y el centro Jean-Marie Mariotti, por su inmensa ayuda en los primeros pasos con amdlib.

Quiero dar también las gracias a la Universidad de Valencia, y especialmente al Departamento de Astronomía y Astrofísica, por haber aportado la infraestructura necesaria para realizar esta tesis, así como a toda la gente del departamento por su apoyo durante estos años, y a Feli y Manel por su

inmensa ayuda con todos los temas burocráticos. A la Secretaría de Estado de Investigación, Desarrollo e Innovación (Ministerio de Economía y Competitividad) por su ayuda económica con la beca de Formación de Personal Investigador (FPI), y al Observatorio Europeo Austral (ESO) por permitirme trabajar en sus instalaciones durante mi estancia allí.

Por otro lado, esta tesis no hubiera sido posible sin el apoyo de las personas más importantes de mi vida, mi familia y Sergio. A mis padres, pues sin su apoyo y cariño no sería la persona que soy ahora, ni habría llegado a donde estoy ahora. También les tengo que agradecer la pasión por la astronomía que ha hecho que llegue hasta aquí, pues se empezó a fraguar cuando un mico de 8 años quedó maravillado con una bola blanca en el cielo que vio a través de la ventana del coche, cuando sus padres la llevaban a mitad del campo para ver el cometa Hale-Bopp. Afición, que se fue afianzando cuando tiempo después cruzaron todo Francia para ir a ver un eclipse total de sol, aunque todo quedara en una “gran depresión”. Mil gracias por apoyar a esa niña loca que decía que quería ser astrónoma. Todo esto también tengo que agradecerlo a mi tío Óscar. A mis abuelos por que sin su apoyo y cariño a lo largo de mi vida no habría llegado hasta aquí. Y al resto de mi familia, porque sin ellos tampoco estaría donde estoy, ¡muchas gracias por animarme y apoyarme con todo! Y a Sergio, por aguantarme durante todo este tiempo, apoyarme y darme ánimos cuando yo creía que ya no podía más, sin ti no hubiera podido. Gracias por todo este tiempo, por todas las risas y todo lo que me has ayudado. También quiero agradecer a Teresa y Jael todos sus ánimos a lo largo de estos años. Teresa, muchas gracias por toda la ayuda con la portada. A Fernando, porque ese gran dibujo de la portada es obra suya.

Por último, pero no por ello menos importante, quiero agradecerlo a todos mis amigos. Marta, Álex, Laura, Pablo M., Pablo C., Lidia, Bea, Merche y Héctor, sin vosotros y esos momentos de desconexión y ánimos no habría sido posible. A Eva, porque desde que nos conocimos, en medio de tanto geólogo loco, has sido un gran apoyo y esas largas conversaciones sobre física o sobre cualquier locura han servido para reírme y desconectar. A Silvia, Unai, Irene, y Sara sin vosotros no habría podido con esas largas horas en el CCA, ni estaría aquí. Gracias por todo vuestro apoyo durante todos estos años.

A todos, ¡muchas gracias por todo!

Resumen

Las estrellas supergigantes rojas son estrellas frías y muy masivas que se encuentran en la fase previa a las estrellas Wolf-Rayet y a las supernovas. Presentan extensas atmósferas y fuertes vientos estelares que dan lugar a una importante pérdida de masa. El mecanismo que da lugar a estos vientos y a las extensas atmósferas es actualmente tema de debate. Además, la estimación de los parámetros fundamentales de este tipo de estrellas y su posterior localización en el diagrama HR es de gran importancia para calibrar los modelos de evolución estelar, y entender cómo la pérdida de masa afecta a su evolución.

En esta tesis hemos estudiado una muestra representativa de estrellas supergigantes rojas (RSGs) con dos objetivos: en primer lugar, estimar sus parámetros fundamentales y situarlas en el diagrama HR; y en segundo lugar, obtener información sobre la estructura de sus extensas atmósferas. También hemos observado una muestra de estrellas gigantes rojas para ver si las estrellas de este tipo, aunque sean menos masivas, también presentan atmósferas extensas. Para alcanzar estos objetivos, hemos realizado observaciones espectro-interferométricas en el infrarrojo cercano (banda K- $2.3\ \mu\text{m}$) usando el instrumento AMBER del Very Large Telescope Interferometer (VLTI), situado en el observatorio de Paranal, Chile. Por otro lado, hemos comparado estas observaciones con tres modelos teóricos: un modelo hidrostático (PHOENIX), un modelo convectivo de 3 dimensiones y un modelo pulsante de 1 dimensión.

Todas las estrellas observadas en esta tesis presentan fuertes líneas de absorción de CO en sus espectros. Sin embargo, únicamente las estrellas supergigantes rojas y una de las estrellas gigantes rojas (β Peg) poseen capas moleculares de CO muy extensas, pues estas líneas se observan también en sus visibilidades. Al comparar nuestras observaciones con los modelos PHOENIX, observamos que el espectro de todas nuestras estrellas está bien reproducido por estos modelos, lo que quiere decir que las opacidades están implementadas correctamente en los modelos. Sin embargo, los modelos PHOENIX no predicen las visibilidades de las estrellas supergigantes rojas y de β Peg. Esto significa que el modelo es demasiado compacto comparándolo con nuestras observaciones. En el caso de las estrellas gigantes rojas y

de HD 183589 (inicialmente clasificada como RSGs), los modelos PHOENIX sí reproducen las observaciones, pues estas estrellas no muestran extensas capas moleculares, sus atmósferas son compactas y las capas moleculares de CO están localizadas cerca de la fotosfera.

Los parámetros fundamentales los hemos estimado a partir de los diámetros angulares que determinamos en esta tesis, de los flujos bolométricos que estimamos a partir de las magnitudes de las estrellas (obtenidas de la bibliografía), y de las distancias que obtenemos directamente de la bibliografía. Los diámetros angulares los estimamos comparando las visibilidades que medimos en la banda del continuo con la predicción del modelo PHOENIX, ya que esta región no está contaminada por las capas moleculares. Una vez conocidos los parámetros fundamentales podemos situar nuestras estrellas en el diagrama HR.

En las estrellas supergigantes rojas, hemos observado correlaciones entre la extensión de sus atmósferas y sus luminosidades y gravedades superficiales. La atmósfera es más extensa cuanto mayor es la luminosidad y menor es la gravedad superficial. También hemos observado que la extensión de la atmósfera de las estrellas supergigantes rojas es similar a la que se observa en las estrellas de tipo Mira, pero en el caso de las estrellas Mira no se observan estas correlaciones. Esto sugiere que el mecanismo físico que da lugar a las extensas capas moleculares debería de ser diferente en cada tipo de estrella.

También hemos comparado nuestras observaciones con otros dos tipos de modelos atmosféricos: un modelo convectivo de 3 dimensiones y un modelo de pulsaciones auto-excitadas de 1 dimensión con parámetros típicos de estrellas supergigantes rojas. Ambos modelos muestran atmósferas compactas, similares a las obtenidas con los modelos PHOENIX. Por lo tanto, ni la convección ni las pulsaciones pueden explicar nuestros datos.

En resumen, con esta tesis hemos aumentado significativamente la muestra de observaciones de las atmósferas de estrellas supergigantes rojas, pues antes de este trabajo, la extensión de la atmósfera de este tipo de estrellas solo se había estudiado en unas pocas fuentes. Gracias al aumento de la muestra, hemos podido comenzar un estudio estadístico de sus propiedades, como por ejemplo, la relación entre la extensión de la atmósfera y la luminosidad. Por otro lado, al comparar nuestras observaciones con las predicciones de diferentes modelos teóricos, hemos encontrado que ninguno de los modelos atmosféricos actuales son capaces de explicar nuestras observaciones interferométricas.

Abstract

Red supergiant stars are cool and massive stars that evolve toward Wolf-Rayet stars and supernovae. They have extended atmospheres and strong stellar winds, which lead to significant mass loss. Currently, the mechanisms that explain the large observed atmospheric extensions are open to debate. On the other hand, the estimation of the fundamental parameters of these stars and their location in the HR diagram are very important for calibrating the evolutionary models and understanding how the mass loss affects their evolution.

In this thesis, we study a representative sample of red supergiant stars (RSGs) with two main goals: firstly, we estimate the fundamental parameters of these stars and we locate them in the HR diagram; and secondly, we study the structure of their atmospheres. We have also observed a sample of red giant stars to see if these less massive and less evolved stars have extended atmospheres too. To achieve these objectives, we have carried out spectro-interferometric observations in near-infrared wavelength with the AMBER instrument of the Very Large Telescope Interferometer (VLTI), located at the Paranal Observatory in Chile. Furthermore, we have compared these observations with three theoretical models: a hydrostatic model (PHOENIX), a 3-D convective model, and a 1-D pulsation model.

The red giant and supergiant stars observed in this thesis show strong CO lines in their spectra. However, only the red supergiants and one of the red giants (β Peg) show their CO molecular layers at large extensions as inferred from their visibilities. When we compare our observations with the PHOENIX models, we observe that the spectra of all our stars are well reproduced by them, therefore, these models have the molecular opacities well implemented. However, the observed visibility data of the red supergiants and β Peg are not predicted by the PHOENIX models. This indicates that the modeled atmospheres are too compact compared to our observed atmospheres. In the case of the other red giants and of HD 183589 (initially classified as RSG star), the visibility curves do not show extended molecular layers. These sources have a compact atmospheric structure and the CO layers are located close to the continuum-forming layers.

We estimate the fundamental parameters of our stars using the angular diameters, the bolometric fluxes, and the distances. We estimate the angular diameters from the observations presented in this thesis, while the bolometric fluxes are estimated using the magnitudes of the stars (obtained from the literature) and the distances are obtained from the literature. We can estimate reliable angular diameters for our stars comparing the observed continuum to the continuum modeled by PHOENIX, because the observed continuum appears to be largely free of contamination by molecular layers. Once we know the fundamental parameters, we can locate our stars in the HR diagram.

We also observe correlations between the atmospheric extension of our RSGs and their luminosity and surface gravity. The correlations indicate an increasing atmospheric extension with increasing luminosity and with decreasing surface gravity. We also notice that RSGs and Mira type stars show similar atmospheric extensions. However, in the case of Mira stars, we do not observe these correlations, thus suggesting that different processes may be responsible for extending the atmospheres in RSG and Mira stars.

We also compared our observations with two other atmospheric models: a 3-D convection model, and a 1-D pulsation model with typical parameters of RSGs. Both models show compact atmospheres, comparable to those of the PHOENIX models. Thus, neither convection nor pulsation are able to explain the results of our observations.

In summary, with this thesis we have increased significantly the sample of observed RSG atmospheres, since before our work, the extension of RSG atmospheres had only been studied for a few sources. This enlargement of the sample has made it possible to start studying statistical properties of RSGs, namely, the relationship between extension of their atmospheres and their luminosity. We have compared our observations with the predictions of different theoretical models and we have found that none of the current models can explain our interferometric observations.

Índice

Agradecimientos	XI
Resumen	XIII
Abstract	XV
1. Introducción	1
1.1. Motivación y objetivos de la tesis	1
1.1.1. El interés de estudiar estrellas supergigantes rojas. . .	2
1.1.2. El interés de utilizar interferometría óptica	2
1.2. Esquema de la tesis	3
2. Estrellas gigantes frías	5
2.1. Estrellas supergigantes rojas	5
2.1.1. Evolución	7
2.2. Estrellas gigantes rojas	8
2.2.1. Evolución	11
3. Interferometría óptica	15
3.1. Breve apunte histórico	15
3.1.1. Interferometría óptica en el presente	16
3.2. Principios de interferometría	18
3.2.1. Amplitud de la visibilidad	21
3.2.2. Fase de la visibilidad	21
3.3. Very Large Telescope Interferometer (VLTI)	22
3.3.1. AMBER	25
3.3.2. FINITO	27
4. Modelos teóricos	29
4.1. Modelos hidrostáticos de 1-dimensión	29
4.1.1. Nuestros modelos PHOENIX	35
4.2. Modelos convectivos de 3-dimensiones	37

4.2.1.	CO ⁵ BOLD	37
4.2.2.	OPTIM3D	39
4.3.	Modelos pulsantes de 1-dimensión	42
4.3.1.	Modelo o54	43
4.3.2.	Modelos para RSGs	47
5.	Reducción datos	49
5.1.	Selección de imágenes usando FINITO	49
5.2.	Reducción con amdlib	49
5.2.1.	Reducción cosmética	50
5.2.2.	Estimación de los observables	51
5.2.3.	Promediado de los <i>frames</i>	58
5.3.	Reducción con IDL	60
5.3.1.	Calibración en longitud de onda	61
5.3.2.	Calibración del flujo	61
5.3.3.	Calibración de la visibilidad	62
5.3.4.	Estimación del diámetro angular	63
5.3.5.	Resultados de la reducción de nuestros datos	64
5.4.	Cálculo de los parámetros fundamentales	64
5.4.1.	Flujo bolométrico	64
5.4.2.	Parámetros fundamentales	68
6.	Spectro-interferometric study of RSGs	71
6.1.	Introduction	72
6.2.	Observations and results	73
6.3.	A new grid of PHOENIX model atmospheres	78
6.4.	Fundamental parameters	79
6.5.	Atmospheric structure	86
6.6.	Conclusions	89
7.	Atmospheric structure of RSGs	91
7.1.	Introduction	92
7.2.	Observations and data reduction	95
7.3.	Results	96
7.3.1.	Estimate of the angular diameter	102
7.3.2.	Fundamental parameters	104
7.4.	Characterization of the extension of the molecular layers	106
7.5.	Comparisons with convection and pulsation models	109
7.5.1.	3-D convection models	110
7.5.2.	Pulsation models	115
7.5.3.	Discussion on alternative mechanisms	117

7.6. Summary and conclusions	121
8. Spectro-interferometric study of red giant stars	125
8.1. Introduction	126
8.2. Observations and data reduction	127
8.3. Modeling: PHOENIX	130
8.3.1. Fitting the PHOENIX model to the observations	130
8.4. Results and discussion	131
8.4.1. Estimate of the angular diameter	136
8.4.2. Fundamental parameters	137
8.4.3. HR-diagram	140
8.5. Conclusions	142
9. Conclusions and future work	145
9.1. Conclusions	145
9.2. Future work	148
10. Conclusiones y trabajo futuro	151
10.1. Conclusiones	151
10.2. Trabajo futuro	155
A. Compendium of all observations and results	157
A.1. Red supergiant stars	158
A.2. Red giant stars	166
B. Compendium of all fundamental parameters	171
Bibliografía	175

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación y objetivos de la tesis

El motivo para hacer esta tesis ha sido querer aportar conocimiento sobre la estructura de un tipo de estrellas que son posiblemente progenitoras de las supernovas, así como aumentar la muestra de observaciones de la extensión de las atmósferas de este tipo de estrellas, pues hasta ahora solo se habían estudiado unas pocas estrellas. Por lo tanto, el objetivo principal de la tesis ha sido estudiar a muy alta resolución angular una muestra representativa de estrellas supergigantes rojas para obtener información de la estructura de sus extensas atmósferas, estimar sus parámetros fundamentales, y por último situarlas en el diagrama de Hertzsprung-Russell (HR) para comparar sus posiciones con las predicciones de los modelos evolutivos. Para realizar este estudio, hemos utilizado observaciones espectro-interferométricas del instrumento AMBER del VLTI en la longitud de onda del infrarrojo cercano. El objetivo final ha sido comprender los mecanismos físicos que dan lugar a las extensas capas moleculares de CO y vapor de agua que existen en estas estrellas. En esta dirección hemos comparado nuestras observaciones con modelos teóricos que simulan la atmósfera de la estrella. En concreto hemos usado modelos hidrostáticos de 1-dimensión, modelos convectivos de 3-dimensiones y modelos pulsantes de 1-dimensión.

También hemos observado, a modo de control, una muestra de estrellas gigantes rojas, para ver si este tipo de estrellas posee atmósferas extensas como las de las estrellas supergigantes rojas. Esta muestra de control también nos ha permitido probar los modelos hidrostáticos de 1-dimensión con otro tipo de estrellas. Además, el estudio de una muestra de estrellas gigantes rojas también nos ha permitido testear trazas evolutivas de estrellas de menor masa que han sido sintetizadas bajo distintos supuestos.

1.1.1. El interés de estudiar estrellas supergigantes rojas.

Las estrellas supergigantes rojas son estrellas muy frías y muy masivas, que se encuentran en una etapa evolutiva previa a las estrellas *Wolf-Rayet* y a las supernovas. Su baja temperatura favorece la aparición de moléculas en sus extensas atmósferas. Además, este tipo de estrellas presentan fuertes pérdidas de masa ($2 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr} - 3 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$; De Beck et al. 2010), lo que condiciona en gran medida su evolución.

La estimación de los parámetros fundamentales de las estrellas supergigantes rojas y su localización en el diagrama HR es de gran importancia para calibrar los modelos de evolución estelar. Recientemente, un estudio comparó las predicciones de los modelos teóricos MARCS con observaciones espectro-fotométricas de una gran muestra de estrellas supergigantes rojas (Levesque et al. 2005, 2009 y Massey et al. 2006). A partir del ajuste realizado entre este modelo teórico y las observaciones, se estimaron las temperaturas efectivas de las estrellas de dicha muestra. Los resultados obtenidos dieron lugar a una revisión de la localización de estas estrellas en el diagrama HR. Posteriormente, van Belle et al. (2009) realizaron un estudio interferométrico de una muestra de estrellas supergigantes rojas de tipo espectral entre G8 y M2, que mostró resultados similares.

Las observaciones interferométricas son complementarias a los estudios fotométricos. Sin embargo, la interferometría es una técnica más directa para determinar los parámetros fundamentales del objeto estudiado. En esta tesis, nos hemos centrado en estimar los parámetros fundamentales de las estrellas supergigantes rojas más frías (tipo espectral M) a partir de observaciones interferométricas.

El origen de las extensas capas moleculares de las atmósferas de las estrellas supergigantes rojas sigue siendo actualmente tema de debate, pues todavía no se conoce con exactitud ni las regiones de la estrella donde se produce el viento, ni los mecanismos físicos que dan lugar a las extensas atmósferas en este tipo de estrellas. Con esta tesis, se hace una pequeña contribución a este debate.

1.1.2. El interés de utilizar interferometría óptica

Antes de explicar por qué necesitamos la interferometría óptica para este estudio, vamos a explicar de manera muy breve qué es la interferometría (aunque en el capítulo 3 lo explicaremos en más detalle). La interferometría óptica es una técnica que consiste en combinar los haces procedentes de dos o más telescopios para dar lugar a un patrón de franjas de interferencia. El principio físico en el que se basa esta técnica es que al combinar dos ondas de luz con la misma fase las amplitudes de estas se suman, mientras en oposición de fase se cancelan.

Si suponemos que no hay turbulencias atmosféricas y que el sistema óptico es perfecto, el poder resolutivo del instrumento viene dado por el criterio de Rayleigh:

$$\theta = \frac{1,22\lambda}{D} [rad] = \frac{251643\lambda}{D} [seg\ arco] \quad (1.1)$$

donde θ es el poder resolutivo, λ (m) la longitud de onda con la que se observa y D (m) la distancia máxima entre los elementos de la superficie colectora. En el caso de un telescopio simple, esta distancia máxima es el diámetro del telescopio. En cambio en interferometría, esta distancia máxima viene dada aproximadamente por la separación máxima entre dos telescopios (línea de base). A día de hoy el telescopio más grande tiene un diámetro aproximado de 10 m. Si, por ejemplo, observáramos en longitudes de onda del infrarrojo cercano ($2.3\ \mu\text{m}$), la resolución angular que obtendríamos sin tener en cuenta la aberración del espejo y las condiciones atmosféricas sería de ~ 47 mas (mili segundos de arco). Lo que aproximadamente sería equivalente a ver una moneda que se encuentra a 220 km de distancia. Sin embargo, si utilizáramos la línea de base más grande del VLTI (140 m) para observar a la misma longitud de onda, obtendríamos una resolución angular de ~ 3 mas (es decir, podríamos ver una moneda situada a 3440 km). Como vemos, la interferometría nos permite alcanzar resoluciones que de otra manera serían imposibles, pues necesitaríamos telescopios mucho mayores. En la imagen 1.1 se muestra una ilustración de la resolución angular obtenida con dos telescopios simples de diferentes diámetros, y al combinar los haces de un par de telescopios con un diámetro menor, aunque separados entre ellos una distancia mayor que el diámetro del telescopio simple más grande. En este último caso, la resolución angular es mayor, y por lo tanto se pueden observar, en principio, muchos más detalles de la fuente.

Las fuentes observadas en esta tesis tienen un tamaño angular entre 3 mas y 16 mas. Por lo tanto, para poder estudiar en detalle sus atmósferas, necesitábamos una alta resolución angular, que podíamos obtener con la interferometría. Nuestro estudio debe hacerse en longitudes de onda del infrarrojo cercano, pues uno de sus objetivos es estudiar las bandas de CO y vapor de agua, que de existir, deberían verse a estas longitudes de onda. Estas dos características hacen que el instrumento AMBER del VLTI sea el ideal para llevar a cabo nuestro estudio.

1.2. Esquema de la tesis

En el segundo capítulo de esta tesis explicaremos las características y la evolución de las estrellas gigantes y supergigantes rojas. En el tercer capítulo presentaremos los conceptos fundamentales de la interferometría, y las características de los telescopios y el instrumento utilizados. En el cuarto capítulo

describiremos los tres modelos teóricos que hemos utilizado para caracterizar las atmósferas de estas estrellas. Los pasos que hemos seguido para reducir los datos y estimar los parámetros fundamentales estarán explicados en el quinto capítulo. Los resultados que se presentarán en los tres siguientes capítulos están basados en los artículos que hemos publicado a lo largo de la tesis. Finalmente, en el último capítulo expondremos las conclusiones.

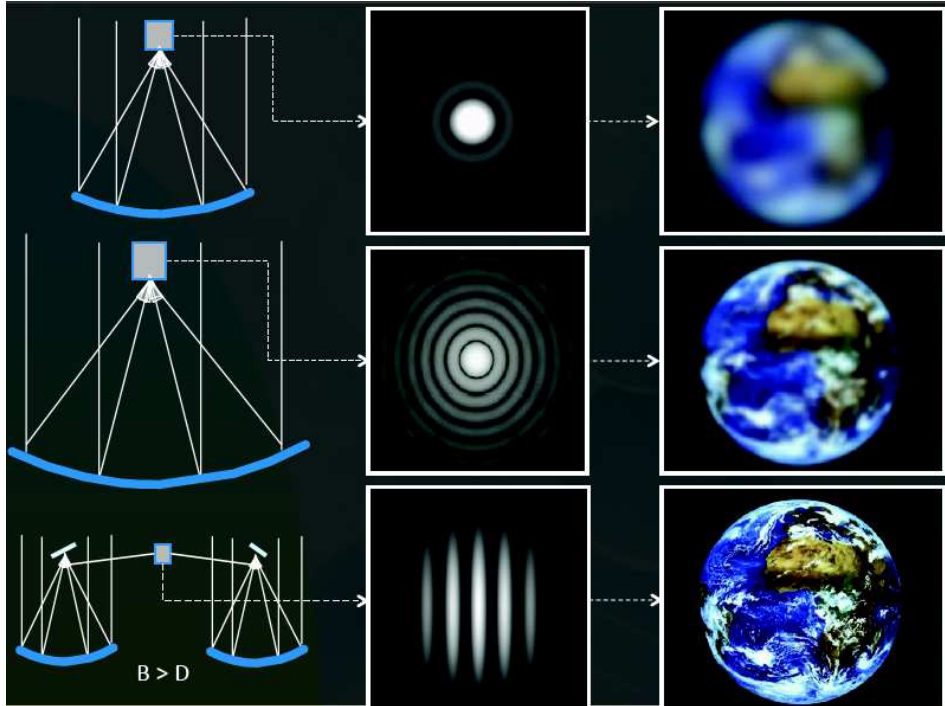


Figura 1.1: Ilustración de la resolución angular obtenida con diferentes telescopios simples y con interferometría. Imagen obtenida de la charla de Jean Surdej de la escuela de verano del VLTI (2013).

Capítulo 2

Estrellas gigantes frías

En este capítulo vamos a explicar los dos tipos de estrellas que se han observado a lo largo de esta tesis, las estrellas gigantes y las supergigantes rojas.

2.1. Estrellas supergigantes rojas

A lo largo de esta sección vamos a explicar cómo son las estrellas supergigantes rojas (RSGs) y como es su evolución. Toda esta información la hemos extraído de Brunish & Truran (1982), Levesque (2010), Wittkowski & Paladini (in prep.) las tesis doctorales de Verhoelst (2005) y Chiavassa (2008).

Las estrellas supergigantes rojas son estrellas de tipo espectral K o M, con masas en la secuencia principal comprendidas entre $10 M_{\odot}$ y $40 M_{\odot}$, bajas temperaturas efectivas (entre 2500 K y 4600 K) y una baja gravedad superficial. Sus atmósferas son extendidas debido a los fuertes vientos estelares que poseen.

Los espectros de estas estrellas se caracterizan fundamentalmente por las líneas de absorción de las moléculas que se forman debido a sus bajas temperaturas. Varias de estas moléculas presentan una gran cantidad de líneas espectrales, convirtiéndose de este modo en una fuente de opacidad pseudo-continua. Por lo tanto, a la hora de modelar estas estrellas, es importante tener en cuenta tanto las fuentes de opacidad de origen molecular como las fuentes de opacidad del continuo. Las contribuciones más importantes a las opacidades moleculares vienen dadas por las moléculas de monóxido de carbono (CO) y nitruro de carbono (CN) en el infrarrojo cercano, de óxido de titanio (TiO) en el óptico y el infrarrojo cercano, y de agua (H₂O) en el infrarrojo cercano y medio. En la figura 2.1 se muestra a modo de ejemplo el espectro de la estrella supergigante roja α Ori.

En 1988 se propuso por primera vez que las estrellas supergigantes rojas podrían estar rodeadas por capas moleculares estacionarias situadas por encima de la fotosfera (Tsuji, 1988). Perrin et al. (2004) observaron α Ori en

el infrarrojo y propusieron que su atmósfera estaba compuesta una capa envolvente formada seguramente por CO, H₂O y SiO. Ohnaka (2004) observó que el tamaño aparente en el infrarrojo, de α Ori y α Her, podía explicarse si se consideraba que la estrella tenía una envoltura de vapor de agua. Tsuji (2000) y Verhoelst et al. (2003) también observaron una capa de vapor de agua alrededor de α Ori. Por otro lado, al analizar datos espectroscópicos de alta resolución de la línea de H₂O (12 μ m) en α Ori, Ryde et al. (2006a) observaron que ninguno de los modelos existentes los podían explicar. Posteriormente, Ohnaka et al. (2011) y Wittkowski et al. (2012) observaron unas extensas capas de H₂O y CO que no podían explicarse con ningún modelo hidrostático clásico.

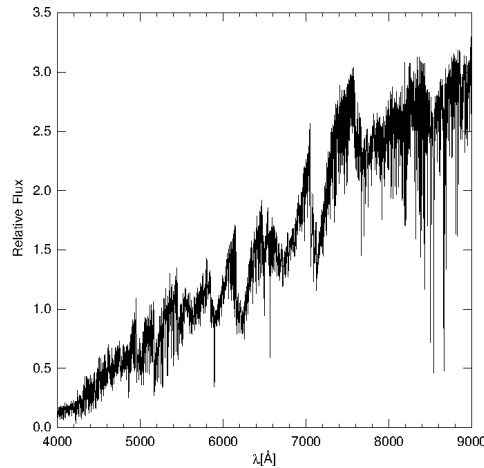


Figura 2.1: Espectro de α Ori. Imagen obtenida de la tesis de Valdes et al. (2004).

Schwarzschild (1975), inspirado por el trabajo de Stothers & Leung (1971), afirmó que existían muy pocas celdas de convección de gran escala sobre la superficie de las estrellas supergigantes rojas (no debería de haber más una docena de celdas). También propuso que las fluctuaciones que se observaban en la curva de luz de estas estrellas, podrían deberse a la gran diferencia de brillo superficial existente entre la parte caliente de la celda y la parte fría. Más adelante, di Benedetto & Bonneau (1990) observaron, en β Andromeda, evidencia de estructuras a pequeña escala. Sin embargo, observaciones con los interferómetros WHT y COAST (Wilson et al. 1997; Burns et al. 1997; Tuthill et al. 1997 y Young et al. 2000) revelaron que α Ori tenía una forma irregular, lo cual es un indicativo de la existencia de un patrón de grandes celdas convectivas. Por otro lado, Josselin & Plez (2007) midieron un gradiente de velocidades en la atmósfera de las estrellas supergigantes rojas y sugirieron la presencia de gas ascendente y descendente en las capas

más externas que podría tener un origen convectivo. Además observaron un desplazamiento Doppler variable en el tiempo y asimetrías, típico de celdas convectivas gigantes. Posteriormente, y a partir de simulaciones teóricas radiativas hidrodinámicas, Chiavassa et al. (2010a) mostraron que α Ori tenía celdas convectivas de dos tamaños angulares (~ 5 - 15 mas y ~ 30 mas). Por lo tanto, aunque hay evidencia de la existencia de celdas convectivas en las estrellas supergigantes rojas, el tamaño de las celdas y los efectos que tiene la convección constituyen todavía un debate abierto.

Otro aspecto importante de las estrellas supergigantes rojas es su significativa pérdida de masa ($2 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr} - 3 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$; De Beck et al. 2010). La pérdida de masa se produce por el viento estelar, pero el mecanismo que da lugar a este viento no se conoce todavía con exactitud. A través de un estudio fotométrico (en el infrarrojo) y espectroscópico (en milimétricas) de una muestra de estrellas supergigantes rojas realizado por Josselin et al. (2000), se observó que el ratio entre el gas molecular y el polvo mostraba una gran dispersión y, en general, era mayor que el que se observaba en las estrellas AGB (rama asintótica de las gigantes). Por otro lado, Danchi et al. (1994) observaron que una cantidad significativa del polvo se formaba en radios lejanos ($\sim 20 R_*$). Por lo tanto, la presión radiativa producida por el polvo no podía ocurrir en la zona de aceleración del viento (radios menores).

2.1.1. Evolución

Las estrellas supermasivas comienzan su vida en la secuencia principal como supergigantes luminosas de tipo espectral O con temperaturas superficiales de ~ 30000 K y luminosidades entre 10^5 y $10^6 L_{\odot}$. Una vez que se agota el hidrógeno de su núcleo no existe una fuerza interna que contrarreste la fuerza de la gravedad, de modo que la estrella comienza a colapsar, aumentando rápidamente la temperatura de su interior. Llega un momento en el que el interior alcanza una temperatura suficientemente alta como para que el helio comience a fusionarse. En este momento la estrella comienza a evolucionar casi horizontalmente por el diagrama HR (pasando por sus fases de supergigante azul y supergigante amarilla; ver figura 2.2). Una vez que se agota el He de su núcleo, comienza la fusión de carbono, y la estrella entra en su fase de supergigante roja. Durante esta fase, también se produce en el núcleo la fusión de neón, magnesio, oxígeno, y silicio. De tal forma, que al final de la fase de supergigante roja la estrella posee un núcleo inerte de hierro y una estructura en forma de cebolla donde se siguen fusionando el neón, el magnesio, el oxígeno, el silicio, el carbono, el helio y el hidrógeno (ver figura 2.2, derecha). Finalmente, este tipo de estrellas termina su vida como supernovas de tipo II o como estrellas Wolf-Rayet.

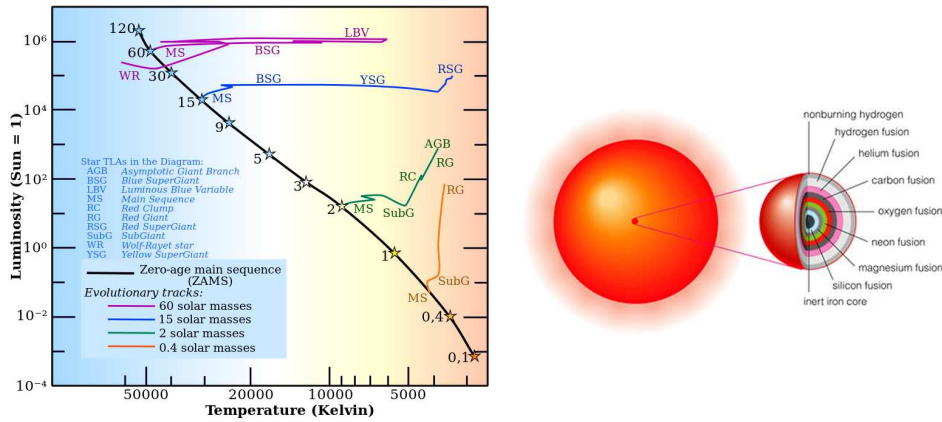


Figura 2.2: Izquierda: Diagrama HR con las trazas evolutivas de estrellas con masas comprendidas entre $0.4 M_{\odot}$ y $60 M_{\odot}$. Imagen obtenida de Wikipedia. Derecha: Estructura interna de las estrellas supergigantes rojas al final de su vida. Imagen obtenida de la Universidad Alberta, Canada.

2.2. Estrellas gigantes rojas

Las estrellas de masa intermedia ($3-8 M_{\odot}$), una vez que han salido de la secuencia principal, pueden pasar principalmente por tres fases: rama de las gigantes rojas, rama horizontal y rama asintótica de las gigantes (AGB). En esta sección vamos a explicar las características generales de estas estrellas durante su fase en la rama de las gigantes rojas y en la rama asintótica de las gigantes, así como su evolución desde que abandonan la secuencia principal. Dicha información la hemos obtenido de Wittkowski & Paladini (in prep.), la tesis doctoral de Paladini (2011), la web del National Optical Astronomy Observatory (NOAO), los apuntes del Prof. Fernando Moreno-Insertis de la Universidad de la Laguna (Tenerife), y el libro Carroll & Ostlie (2006).

La rama de las gigantes rojas y la rama asintótica de las gigantes tienen una trayectoria prácticamente paralela en el diagrama HR (ver figura 2.3). Esto hace que las estrellas situadas en estas ramas tengan una temperatura muy similar (entre 2500-4600 K), y sean del mismo tipo espectral (K o M). En cambio, las estrellas de la rama asintótica de las gigantes son unas 10 veces más luminosas que las estrellas de la rama de las gigantes rojas.

Las estrellas que se encuentran en la rama de las gigantes rojas se caracterizan por tener un núcleo inerte de He, en el que todavía no se ha alcanzado la temperatura necesaria para que este comience a fusionarse, y una capa alrededor del núcleo en la que se está fusionando el hidrógeno (ver 2.4, izquierda). La fase termina cuando comienza a fusionarse el He en el núcleo, momento en el cual la estrella entra en la rama horizontal.

Tras la rama horizontal, las estrellas de masa intermedia entran en la rama asintótica de las gigantes (AGB). Durante esta fase, la estrella posee un núcleo inerte de carbono y oxígeno. La fusión de He y H tiene lugar en capas alrededor del núcleo, como se puede observar en la parte derecha de la figura 2.4. La evolución de la estrella como AGB tiene dos fases, la fase temprana (E-AGB) y la fase de pulsos térmicos (TP-AGB).

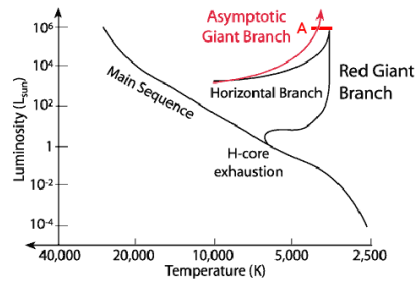


Figura 2.3: Evolución de una estrella de masa intermedia a lo largo de su fase en la rama de las gigantes rojas, la rama horizontal y la rama asintótica de las gigantes. Imagen obtenida de la web del National Optical Astronomy Observatory (NOAO).

Durante la fase temprana de las AGBs, la mayor parte de la energía de la estrella procede de la capa de fusión de He situada cerca del núcleo de la estrella, mientras que la capa de fusión del H está prácticamente inactiva. Al ir consumiendo el He de esta capa, la temperatura de la estrella disminuye lentamente, la atmósfera se extiende y la luminosidad aumenta, de modo que la estrella comienza a ascender por la rama asintótica de las gigantes. Una vez, la estrella ha superado la luminosidad máxima de la rama de las gigantes rojas (punto A en la figura 2.3), la capa de H es lo suficientemente gruesa como para que se inicie la fusión, y la estrella entra en la fase de pulsaciones térmicas.

Durante esta fase la capa de fusión de hidrógeno vuelve a dominar la producción de energía de la estrella. Sin embargo, de forma casi periódica la capa de helio inicia su fusión en forma de *flash* de helio, lo que da lugar a una modulación de la luminosidad típica de esta fase. El *flash* de helio se produce porque la capa de fusión de hidrógeno abastece, por medio de una pequeña región convectiva, la capa de helio hasta el punto de llegar a degenerarla. Cuando la temperatura de la capa de He aumenta lo suficiente, el helio comienza a fusionarse, pero al estar degenerado la ignición tiene lugar de forma violenta, aumentando rápidamente la luminosidad de la estrella. Finalmente, la fusión de He disminuye y la capa de hidrógeno vuelve a dominar la producción de energía, de tal forma que el proceso se vuelve a repetir.

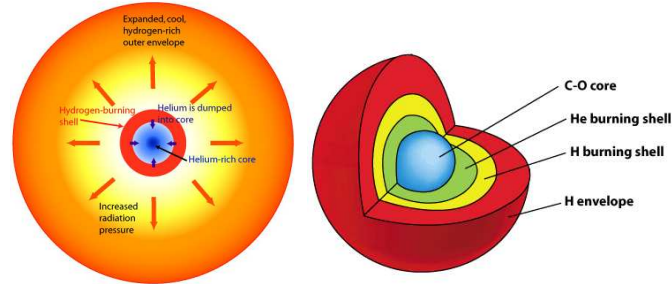


Figura 2.4: Estructura interna de una estrella a lo largo de la rama de las gigantes rojas (izquierda) y a lo largo de la rama asintótica de las gigantes (derecha).

Al comienzo de la fase de pulsaciones térmicas, la atmósfera está dominada fundamentalmente por moléculas de oxígeno (CO , TiO , SiO , H_2O , VO), pero a lo largo de esta fase se produce el tercer dragado (el carbono producido en la quema de He se transporta por convección a la atmósfera). Dependiendo de lo eficiente que sea este dragado, la estrella se convertirá en una estrella rica en oxígeno ($\text{C/O} < 1$), en una estrella rica en carbono ($\text{C/O} > 1$), o en una estrella intermedia (C/O entre 0.5 y 1).

- **AGB ricas en oxígeno:** Son estrellas en las que normalmente no tiene lugar el tercer dragado y por tanto la composición de sus atmósferas apenas varía desde el comienzo de la fase de pulsaciones térmicas.

Este tipo de fuentes posee extensas capas atmosféricas, principalmente de CO y H_2O (Woodruff et al., 2004; Wittkowski et al., 2011; Hillen et al., 2012), que se explican por medio de los modelos de pulsaciones auto-excitadas en las estrellas Mira (Ireland et al. 2004a,b, Ireland et al. 2008, Ireland et al. 2011). Dentro de estas capas moleculares existen máseres de SiO que emiten en radio y proporcionan información adicional de la morfología y velocidad de dichas capas. Cotton et al. (2004), Boboltz & Wittkowski (2005) y Wittkowski et al. (2007) combinaron observaciones interferométricas en el infrarrojo y observaciones con VLBA (Very Long Baseline Array) de máseres de SiO , y encontraron que dichos máseres estaban localizados a dos veces el radio de la fotosfera, junto con las extensas capas moleculares y posiblemente junto a una capa de polvo (Al_2O_3). El proceso de formación de este polvo, es aún tema de debate (Karovicova et al., 2013). Por otro lado, Ragland et al. (2008), Pluzhnik et al. (2009) y Wittkowski et al. (2011) detectaron en un gran número de este tipo de estrellas asimetrías en la estructura de sus capas atmosféricas.

- **AGB ricas en carbono:** Son estrellas en las que el tercer dragado ha enriquecido la atmósfera con carbono, de tal forma que esta está compuesta fundamentalmente por C_2 , C_3 , CO , HCN , C_2H_2 , CH y CN . Al igual que en las AGB ricas en oxígeno, las atmósferas de estas estrellas presentan estructuras asimétricas (Ragland et al., 2006; van Belle et al., 2013; Cruzalèbes et al., 2013). El origen de estas asimetrías no se conoce en detalle, pero se cree que pueden ser debidas a celdas convectivas de gran escala, a la rotación estelar (que daría lugar a estructuras elípticas), o bien a condensaciones o *clumps* en las capas moleculares.

Paladini et al. (2009) mostraron que en el infrarrojo cercano no existe ninguna longitud de onda libre de contaminación en la cual se pueda medir directamente el continuo de estas fuentes. Esto es cierto sobre todo en estrellas con pérdidas de masa superior a $10^{-8} M_{\odot}/yr$. En este estudio, también se observó que los perfiles de intensidad y visibilidad de los modelos caracterizados por la pérdida de masa para este tipo de estrellas, mostraban un comportamiento muy diferente al que se observaba en el modelo de disco uniforme. Sin embargo, los perfiles de los modelos sin pérdida de masa eran mucho más parecidos a los del disco uniforme. Sacuto et al. (2011), Paladini et al. (2011), van Belle et al. (2013), y Cruzalèbes et al. (2013) muestran los resultados obtenidos de comparar modelos teóricos de este tipo de estrellas con observaciones interferométricas.

2.2.1. Evolución

En esta sección vamos a ver cómo evolucionan las estrellas de masa intermedia. La figura 2.5 muestra la evolución de una estrella de $5 M_{\odot}$ a lo largo del diagrama HR. Inicialmente la estrella se encuentra en la secuencia principal, fusionando hidrógeno en su núcleo. Sin embargo, la abundancia de hidrógeno en el núcleo cada vez va siendo menor, hasta que llega un momento en el que se agota. En este momento la estrella se contrae y abandona la secuencia principal. Al contraerse se libera energía potencial gravitatoria, la mitad de esta energía es radiada hacia el exterior (luminosidad) y la otra mitad se convierte en energía interna que aumenta la temperatura del núcleo. Por otro lado, al disminuir el radio de la estrella, la temperatura efectiva también aumenta (B-C, en la fig. 2.5). Con el tiempo, la temperatura en las capas cercanas al núcleo aumenta lo suficiente como para que se produzca la fusión del hidrógeno, de modo que la estrella posee un núcleo inerte de He y una capa de fusión de hidrógeno (C). La ignición se produce de una forma tan rápida, que hace las capas superiores (envoltura de la estrella) se expandan, absorbiendo parte de la energía que se ha liberado. Como resultado, la luminosidad decrece y la temperatura efectiva disminuye. La masa del núcleo cada vez va siendo mayor, pues el helio formado por la fusión del hidrógeno en la capa cerca este, se va depositando en él hasta que llega un momento en el que se alcanza el límite de Chandrasehar, y el núcleo se

contrae rápidamente. La energía interna originada por la rápida contracción hace que el núcleo deje de contraerse, mientras que la energía que es radiada hacia el exterior da lugar a una nueva expansión de la envoltura de la estrella y a una disminución de la temperatura efectiva. Durante esta fase la estrella evoluciona hacia la parte roja del diagrama HR (rama de las subgigantes; C-D). Con la expansión de la envoltura de la estrella y el descenso de la temperatura efectiva, la opacidad de la fotosfera aumenta debido a la contribución adicional del ion H^- , de tal manera que se forma una zona convectiva que se extiende hacia el interior de la estrella. Debido a la convección que se produce por el gradiente de temperatura adiabática, y a la eficiencia con la que la energía es transportada hacia la superficie por esta zona convectiva, la estrella comienza a ascender rápidamente por la rama de las gigantes rojas (D-E). Al ascender por esta rama, la zona convectiva aumenta, alcanzando la región donde la composición química ha sido modificada por los procesos nucleares. En este momento, el material procesado se mezcla con el que no lo está, lo que hace que se modifique la composición de la fotosfera. A este proceso se le conoce como primer dragado.

Al ascender por la rama de las gigantes rojas, el núcleo de la estrella alcanza la temperatura suficiente para que comience la fusión de helio (E), y con ello la expansión del núcleo. Debido a esta expansión la capa de fusión de hidrógeno, que sigue siendo la fuente dominante de luminosidad de la estrella, se desplaza hacia el exterior. Esto hace que se enfríe, y por lo tanto el ratio de energía que produce, disminuya. Como resultado, la luminosidad de la estrella decrece. Al mismo tiempo, la envoltura se contrae y la temperatura efectiva comienza a aumentar de nuevo (E-F). Debido a la contracción de la envoltura, la capa de fusión del hidrógeno se contrae también, lo que hace que la producción de energía vuelva a aumentar, y con ello la luminosidad de la estrella. Esto, junto con el incremento de la temperatura efectiva, hace que la zona convectiva de la superficie termine desapareciendo. Al mismo tiempo, debido a la alta sensibilidad del proceso triple alfa (proceso por el cual el helio se fusiona en carbono y oxígeno) con la temperatura, se origina un núcleo convectivo. Durante esta fase la estrella evoluciona horizontalmente por el diagrama HR (rama horizontal de las gigantes). Cuando la estrella alcanza el punto más azul de la rama horizontal de las gigantes (G), el tamaño molecular medio (μ) del núcleo ha aumentado de tal forma que el núcleo se contrae. Este proceso se acompaña con la expansión de la envoltura y la disminución de la temperatura efectiva, por lo tanto la estrella comienza a evolucionar de nuevo hacia la parte roja del diagrama HR (G-H). Poco después de comenzar la vuelta, el helio del núcleo se agota, dejando un núcleo inerte de carbono y oxígeno que comienza a contraerse. Al contraerse el núcleo, aumenta la producción de neutrinos hasta el punto de que el núcleo se enfría ligeramente. Como consecuencia de este descenso de temperatura, y del aumento de la densidad, la presión de degeneración electrónica se convierte

en una componente importante de la presión total del núcleo. Cuando la estrella alcanza el límite de Hayashi (radio máximo de la estrella cuando se encuentra en equilibrio hidrostático), esta avanza verticalmente por el diagrama HR, entrando así en la rama asintótica de las gigantes.

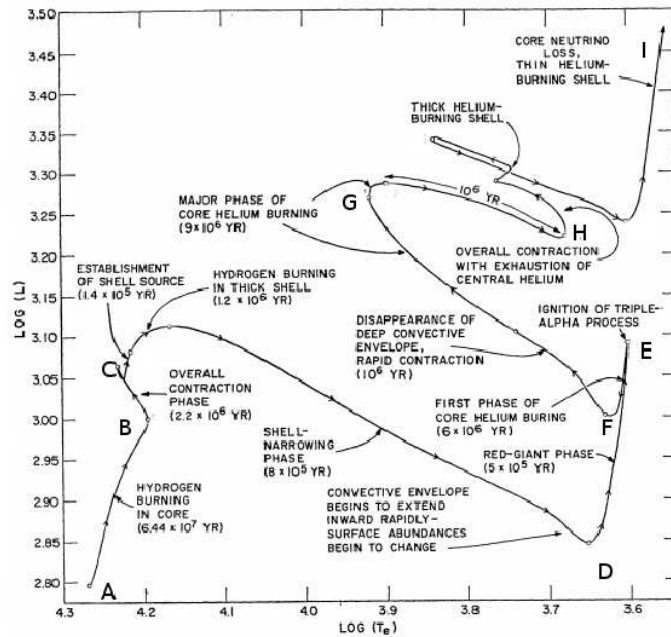


Figura 2.5: Evolución de una estrella de $5 M_{\odot}$ a lo largo del diagrama HR. Imagen obtenida de Iben (1967). Imagen obtenida de Kippenhahn et al. (1965).

La evolución a partir de este momento depende de la masa que hayan perdido las estrellas en la rama de las AGB. Si la pérdida no es muy grande, se alcanza la temperatura de fusión del carbono en el núcleo. Al ser un núcleo de gas degenerado, y por lo tanto superconductor térmico, la fusión se produce por medio de un *flash* de carbono en unos microsegundos. En cambio, si la pérdida de masa es mayor, no se llega a alcanzar la temperatura necesaria para esta fusión, y la estrella evoluciona como una estrella de baja masa.

Capítulo 3

Interferometría óptica

A lo largo de este capítulo vamos a explicar los conceptos más importantes de la interferometría y la formulación matemática que hay detrás de ella. También vamos a explicar cómo es el interferómetro y el instrumento que hemos usado para observar los datos de esta tesis.

3.1. Breve apunte histórico

El origen de la interferometría óptica tuvo lugar en 1800 con el descubrimiento del comportamiento de la luz como onda por C. Huygens, y con la construcción del primer interferómetro óptico, usando dos rendijas cercanas (por T. Young; ver figura 3.1). En 1868, A. H. L. Fizeau propuso determinar el tamaño aparente de una estrella usando este método, pero fue E. Stephan en 1874 quien lo intentó, aunque sin éxito, en el observatorio de Marsella (Francia), con un telescopio de 80 cm al que le cubrió el espejo con una máscara de dos aberturas. Tenemos que esperar hasta 1921 para que A. A. Michelson y F. Pease consiguieran medir el diámetro aparente de Betelgeuse con ayuda de una estructura de dos espejos separados 6 m, que recogían los haces de luz y los dirigían al objetivo del telescopio de 250 cm del Monte Wilson (California). Los primeros resultados fueron tan prometedores que se construyó un nuevo interferómetro mayor y más sensible. El proyecto fue abandonado durante la Segunda Guerra Mundial.

En el mismo momento en que se pusieron en marcha los primeros radiotelescopios, apareció también la idea de combinar de modo coherente la señal de varias antenas (Ryle, 1952). En 1973 se comenzó a construir el VLA (Very Large Array). Para volver a hablar de interferometría en el óptico o en el infrarrojo debemos esperar hasta 1975 cuando A. Labeyrie consiguió obtener franjas interferométricas de una estrella usando dos telescopios separados 12 m y un interferómetro de tipo Michelson. A este concepto inicial de interferómetro se le implementó posteriormente el uso de las líneas de retardo. La aparición del filtrado espacial y la calibración fotométrica simultánea

permitió reducir los efectos sistemáticos (Perrin, 2003b), lo que dio lugar a unas medidas más precisas.

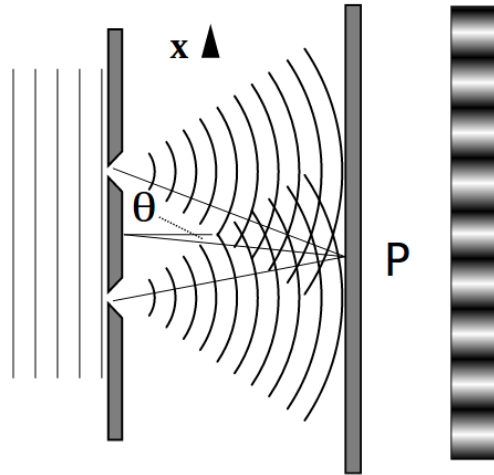


Figura 3.1: Experimento de la doble rendija de T. Young. Imagen obtenida de Wikipedia.

3.1.1. Interferometría óptica en el presente

A continuación vamos a hacer un pequeño repaso de los interferómetros ópticos más importantes actualmente operativos. La información que mostramos de cada uno de ellos ha sido extraída de sus respectivas páginas web (ver pie de página).

- CHARA¹ (Center for High Angular Resolution Astronomy): está formado por 6 telescopios de 1 m de diámetro, distribuidos a lo largo de un array en forma de Y (ver fig. 3.2), que operan desde longitudes de onda del visible hasta el infrarrojo. Está situado en el Monte Wilson, en California. Ofrece 15 líneas de base con longitudes entre 31 y 301 m. Los instrumentos con los que cuenta actualmente son: CLASSIC, CLIMB, MIRC, VEGA y PAVO. CLASSIC y CLIMB (CLassic Interferometry with Multiple Baselines) observan en bandas H y K, combinando 2 y 3 telescopios respectivamente. MIRC (Michigan InfraRed Combiner) está diseñado para imagen y combina 5 o 6 telescopios. VEGA (Visible spEctroGraph and polArimeter) opera en el rango del visible con alta resolución ($R=30000$ o 6000), combinando 2 o 3 telescopios. Por último PAVO (Precision Astronomical Visible Observations) es un sistema de combinación de haces creado originalmente para SUSI, pero

¹<http://www.chara.gsu.edu/CHARA/>

que actualmente opera también en este interferómetro. Con este interferómetro se ha conseguido por ejemplo, la primera medida directa de la interacción entre binarias (Zhao et al., 2008), resolver estrellas binarias de periodos cortos (Raghavan et al., 2009), la primera imagen de un sistema de estrellas binarias durante un eclipse (Kloppenborg et al., 2010).

- VLTI (Very Large Telescope Interferometer): es el interferómetro del Observatorio Europeo Austral (ESO). Está formado por 4 telescopios de 8.2 m y 4 telescopios de 1.8 m (ver fig. 3.2) situados en Cerro Paranal, Chile. Actualmente tiene operativos tres instrumentos (MIDI, AMBER y PIONIER) y preparados otros dos de segunda generación que aún no han sido instalados (GRAVITY y MATISSE). En la sección 3.3 se trata en detalle este interferómetro y sus instrumentos. Con el VLTI se puede hacer ciencia en una gran cantidad de áreas. Sin embargo, los estudios que más destacan son: objetos estelares jóvenes, planetas extrasolares, núcleos activos de galaxias, estrellas en la rama asintótica de las gigantes (AGBs) y nebulosas planetarias.
- NPOI² (Navy Prototype Optical Interferometer): localizado en el observatorio Lowell, cerca de Flagstaff (Arizona). Está formado por un *array* en forma de Y cuyos brazos miden 250 m (ver fig. 3.2). La línea de base más larga puede ser 437 m (aunque nunca se ha usado) y la más corta 17 m. La resolución actual es de 1 mas, pero se espera alcanzar los 0.2 mas. Hay dos tipos de estaciones, las astrométricas y las de imagen. Existen 4 estaciones astrométricas fijas, tres de ellas situadas en cada uno de los brazos y otra en el centro. Las estaciones de los brazos están situadas a 21 m del centro. Por otro lado, las 6 estaciones de imagen son móviles y se pueden colocar a lo largo de todo el *array* (cada brazo tiene 9 posiciones posibles). Todas ellas se pueden usar al mismo tiempo para la combinación coherente de sus haces. Ambas estaciones están formadas por un heliostato con un espejo de 50 cm, una cámara WASA (Wide Angle Star Acquisition camera) que controla el apuntado del espejo y un espejo NAT (Narrow Angle Tracking) que compensa los efectos de la atmósfera. Con este interferómetro se ha conseguido por ejemplo observar estrellas binarias con magnitud en V mayor que 5 (Patience et al., 2008), observar la emisión H α en estrellas Be para compararlas con modelos teóricos y estudiar la extensión física de estas regiones (Tycner et al., 2008; Jones et al., 2008), y reanalizar la composición de Vega, pues tras el descubrimiento de que Vega era una estrella con rápida rotación en los polos su composición, masa y edad era un tema abierto (Yoon et al., 2008).

²<http://www2.lowell.edu/npoi/>

- SUSI³ (Sydney University Stellar Interferometer): se trata de un interferómetro óptico, situado en el observatorio Paul Wild, en Australia. Posee una única línea de base con configuración norte-sur (ver fig. 3.2) y una longitud que oscila entre los 5 y los 160 m. El sistema de combinación de haces actual es PAVO, con un rango espectral entre 400 y 900 nm. Su campo de estudio está centrado sobre todo en astrofísica estelar: estrellas simples, en las que se mide el flujo emergente, la temperatura efectiva, el radio o la luminosidad; estrellas binarias; estrellas variables, como por ejemplo estrellas Mira o Cefeidas; estrellas con líneas de emisión, como por ejemplo estrellas Wolf-Rayet o estrellas Be, en las que se mide el tamaño aparente de la estrella y las regiones de emisión, los flujos emergentes, o la temperatura efectiva.

Además de estos 4 interferómetros existen otros, algunos de los cuales son: COAST (Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope), Berkeley-ISI (Infrared Spatial Interferometer), LBTI (Large Binocular Telescope Interferometer) y MROI (Magdalena Ridge Observatory Interferometer).

3.2. Principios de interferometría

Tras una breve historia de la interferometría, el siguiente paso es explicar en qué consiste esta técnica. Para ello, en esta sección vamos a presentar su terminología habitual y unas nociones básicas. La información que exponemos en esta sección se ha obtenido de las tesis doctorales de Paladini (2011), Kraus (2007), del paper de Millour (2008) y de la página web de ESO.

Como ya hemos explicado, la interferometría consiste en combinar los haces procedentes de dos o más telescopios, dando lugar a un patrón de franjas de interferencia. La intensidad de las franjas ($\mathcal{I}(\vec{x})$) nos aporta información sobre la fuente observada. Por lo tanto, el primer paso es ver la formulación matemática de dicha intensidad. Para ello debemos de tener en cuenta que, la intensidad de las franjas de interferencia viene dada por el cuadrado del valor absoluto de la función de onda compleja de cada haz ($\Upsilon_i(\vec{x})$). La onda compleja se define como:

$$\Upsilon_i(\vec{x}) = \sqrt{P_i(\vec{x})} v_i(\vec{x}) e^{-ick(\tau+\xi)} \quad (3.1)$$

donde $P(\vec{x})$ es la función de la pupila dada por la ecuación 3.2, que describe cómo se ve afectada una onda por la transmisión a través de un sistema óptico, $v_i(\vec{x})$ es la función de onda electromagnética, c es la velocidad de la luz en el vacío, k es el número de onda ($k=2\pi/\lambda$), y τ y ξ son los términos de la fase de onda. El término τ hace referencia a la diferencia de camino óptico que experimenta la onda al propagarse a través del sistema. Mientras que ξ

³<http://sydney.edu.au/science/physics/research/sifa/susi/>

hace referencia a la modulación de la fase debido a la turbulencia atmosférica (pistón).

La función pupila se define como:

$$P(\bar{x}) = \frac{I(\bar{x})}{|v(\bar{x})|^2} \quad (3.2)$$

donde $I(\bar{x})$ es la intensidad del haz observado.

Si tenemos varios telescopios, la intensidad total es la suma de la intensidad de cada uno de ellos más un término interferométrico. Para simplificar el desarrollo, vamos a suponer que tenemos únicamente dos telescopios:

$$\begin{aligned} \mathcal{I}(\bar{x}) &= \left| \sum_{i=1}^2 \Upsilon_i(\bar{x}) \right|^2 = |\Upsilon_1 + \Upsilon_2|^2 \\ &= |\Upsilon_1|^2 + |\Upsilon_2|^2 + 2\mathcal{R}[\Upsilon_1\Upsilon_2^*] \\ &= I_1 + I_2 + 2\mathcal{R}[\Upsilon_1\Upsilon_2^*] \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{P_1(\bar{x})P_2(\bar{x})}\mathcal{R}\left[v_1v_2^*e^{-ick(\tau_1-\tau_2+\xi_1-\xi_2)}\right] \\ &= I_1 + I_2 + \underbrace{2\sqrt{I_1I_2}\mathcal{R}\left[\frac{v_1v_2^*}{\sqrt{|v_1|^2|v_2|^2}}e^{-ick(\tau_1-\tau_2+\xi_1-\xi_2)}\right]}_{\text{término interferométrico}} \end{aligned}$$

donde \mathcal{R} indica la parte real.

Teniendo en cuenta esta expresión de la intensidad, definimos la visibilidad compleja como:

$$\mathbb{V}_{12} = \frac{v_1v_2^*}{|v_1||v_2|} \quad (3.3)$$

La visibilidad compleja posee información de la amplitud de la visibilidad y la fase. En la sección 3.2.1 y 3.2.2 describiremos en detalle estas dos magnitudes.

Teniendo en cuenta todo esto, tenemos que la intensidad de las franjas producidas por dos telescopios viene dada por:

$$\mathcal{I}(\bar{x}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \underbrace{|\mathbb{V}_{12} \cos[-ck(\tau_1 - \tau_2 + \xi_1 - \xi_2)]|}_{\gamma_{12} \equiv \text{patrón de franjas}} \quad (3.4)$$

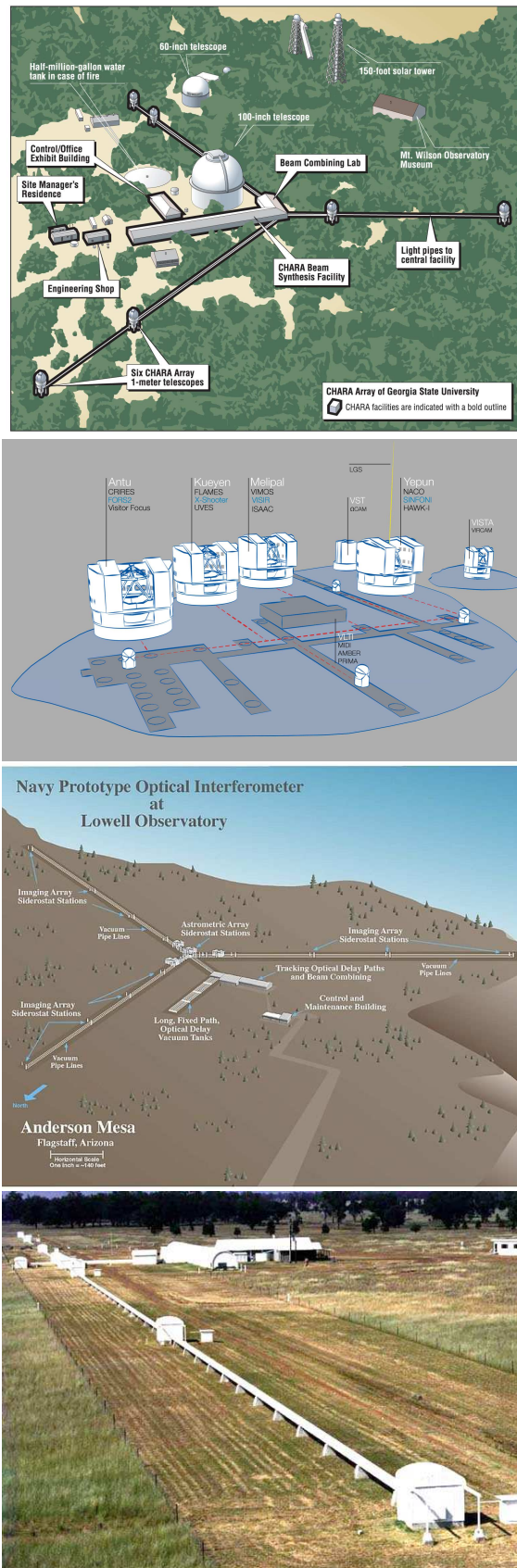


Figura 3.2: Esquema de los cuatro interferómetros actualmente en funcionamiento. CHARA (primer panel), VLTI (segundo panel), NPOI (tercer panel) y SUSI (cuarto panel).

Como vemos, la intensidad del patrón de franjas viene dada por la suma de la intensidad de cada uno de los haces más un término cuya amplitud viene dada por el módulo de la visibilidad compleja, y está modulado por una función coseno que depende de la fase de las ondas combinadas.

El teorema de Van Cittert-Zernike relaciona la visibilidad compleja y la intensidad de la fuente $I(x,y)$ por medio de la transformada de Fourier:

$$\mathbb{V}(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) e^{-ik(ux+vy)} dx dy \quad (3.5)$$

Donde (x,y) son las coordenadas angulares del objeto en el cielo (medidas en radianes), y (u,v) son las coordenadas de las frecuencias espaciales muestreadas, que vienen dadas por las componentes Este y Norte del vector que forma la línea de base proyectada en el cielo, en unidades de número de longitud de onda.

Este teorema nos permite modelar los datos interferométricos, pues a partir de la intensidad teórica de la fuente podemos determinar el perfil de visibilidad y compararlo con nuestras observaciones. De este modo nos hacemos una idea de la estructura de nuestra fuente.

3.2.1. Amplitud de la visibilidad

La amplitud de la visibilidad compleja (normalmente llamada simplemente visibilidad) mide el contraste entre las franjas, por lo que posee información sobre la extensión angular del objeto (cuanto menor sea el contraste entre las franjas, mayor será el objeto observado). La visibilidad se define como:

$$V_{ij} = |\mathbb{V}_{ij}| \quad (3.6)$$

Los efectos atmosféricos e instrumentales que afectan a la visibilidad pueden ser corregidos, en su mayor parte, por medio de los calibradores que se observan antes y/o después de la fuente.

3.2.2. Fase de la visibilidad

La fase posee información de la estructura de la fuente observada. En teoría, la fase viene dada simplemente por el argumento de la visibilidad compleja ($\phi_{ij} = \arg(\mathbb{V}_{ij})$), pero, como vimos en la ecuación 3.4, el patrón de franjas que nosotros medimos en el detector posee una fase que depende de la turbulencia atmosférica (ξ) y de la diferencia de camino óptico (τ). Por lo tanto, la fase que nosotros medimos viene dada por:

$$\varphi_{ij} = \arg \left[\mathbb{V}_{ij} e^{-ick(\tau_i - \tau_j + \xi_i - \xi_j)} \right] = \phi_{ij} - ck(\tau_i - \tau_j + \xi_i - \xi_j) \quad (3.7)$$

La fase que nosotros medimos es muy sensible a la turbulencia atmosférica y por lo tanto muy difícil de calibrar. Sin embargo, si trabajamos con 3 o más telescopios, al sumar la fase de cada tres de los telescopios (clausura de fase; Φ), los términos atmosféricos se cancelan:

$$\begin{aligned}\varphi_{12} &= \phi_{12} - ck(\tau_1 - \tau_2 + \xi_1 - \xi_2) \\ \varphi_{23} &= \phi_{23} - ck(\tau_2 - \tau_3 + \xi_2 - \xi_3) \\ \varphi_{31} &= \phi_{31} - ck(\tau_3 - \tau_1 + \xi_3 - \xi_1) \\ \Phi &= \varphi_{12} + \varphi_{23} + \varphi_{31} = \phi_{12} + \phi_{23} + \phi_{31}\end{aligned}$$

3.3. Very Large Telescope Interferometer (VLTI)

Por último, en esta sección vamos a hablar del VLTI, que junto con el instrumento AMBER, es el interferómetro que nosotros hemos usado en esta tesis. Explicaremos el funcionamiento de este interferómetro y del instrumento AMBER, y finalmente describiremos el instrumento de seguimiento de franjas FINITO, también usado en esta tesis. La información que exponemos aquí se ha obtenido en su gran mayoría de la página web del VLTI⁴, del manual de AMBER, de Wittkowski (2007) y de la tesis doctoral de Paladini (2011).

El VLTI está formado por 4 telescopios principales (UTs) de 8 m y 4 telescopios auxiliares (ATs) de 1.8 m. Los UTs se encuentran fijos, mientras que los ATs pueden colocarse en cualquiera de las 30 posiciones que hay a lo largo del array. Los telescopios se pueden combinar en grupos de 2 a 4. Como se puede observar en la figura 3.3, una vez la luz de la fuente ha incidido sobre el telescopio, los haces de luz atraviesan un complejo sistema de espejos hasta llegar a un punto focal denominado “*Coudé Focus*” y a las líneas de retardo (Delay lines). Por último, los haces llegan al laboratorio de interferometría donde son combinados usando los instrumentos MIDI, AMBER o PIONIER.

⁴<http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/telescopes/vlti.html>

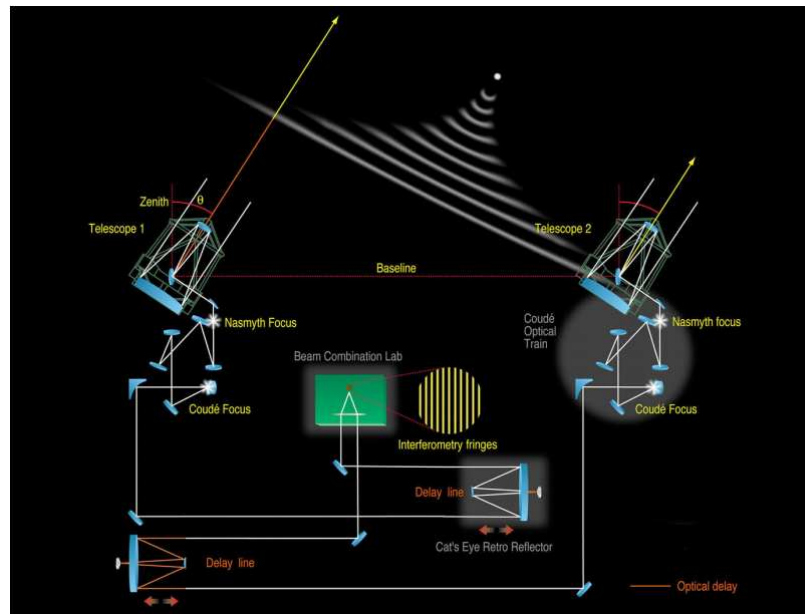


Figura 3.3: Esquema del diseño óptico del interferómetro VLTI combinando los haces de dos telescopios. Imagen obtenida de la página web de ESO.

Los telescopios principales (UTs) son los telescopios VLTs (Very Large Telescope) del observatorio de Paranal que pueden operar de modo independiente o combinándolos para interferometría. Tienen una montura altazimutal, con dos focos Nasmyth y un foco Cassegrain. Están equipados con el sistema de óptica adaptativa (MACAO - Multi-Application Curvature Adaptive Optics) situado en el punto focal “*Coudé Focus*”, que corrige la distorsión de los haces de luz producida por las turbulencias atmosféricas. Los telescopios auxiliares (ATs) están diseñados únicamente para interferometría. Están montados sobre raíles que permiten que puedan moverse y anclarse en diferentes posiciones del array. También tienen una montura altazimutal.

El sistema de líneas de retardo tiene dos objetivos: por un lado, reconstruir la imagen de salida del telescopio en una posición fija del laboratorio interferométrico, y, por otro lado, compensar la diferencia de camino óptico. Dicha diferencia tiene tres componentes: una componente geométrica fija que viene dada por la diferencia en la longitud del camino óptico entre el espejo primario del telescopio y el punto donde los haces se combinan; una componente sideral que se produce al observar un objeto cuyo frente de ondas no incide paralelamente en la línea de base (esta componente varía lentamente con el tiempo debido al movimiento diurno del objeto observado); y una última componente debida a las turbulencias atmosféricas y a micro-vibraciones de las estructuras mecánicas.

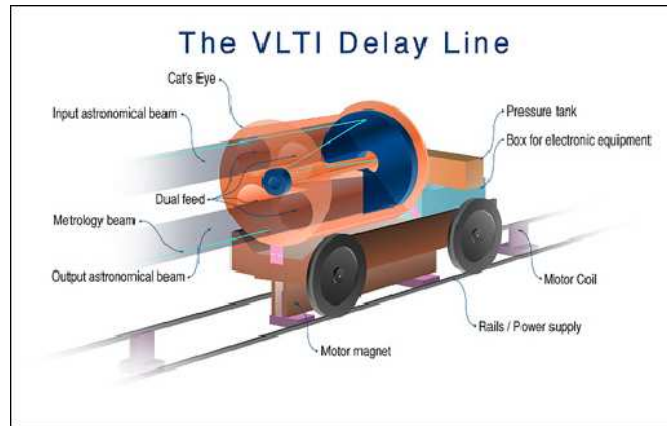


Figura 3.4: Esquema de los componentes internos del sistema de líneas de retardo del VLT. Imagen obtenida de la página web de ESO.

En la figura 3.4 se observa que el sistema de línea de retardo está formado por un sistema óptico de ojo de gato (Cat's eye), que refleja la luz procedente del telescopio al instrumento. Este sistema está montado sobre unos railes que posibilitan el desplazamiento longitudinal del haz usando unos motores lineales y unos elementos de control piezoeléctricos de alta precisión. El sistema se puede colocar con una precisión de nanómetros sobre los 60 metros del raíl. Este desplazamiento corrige el efecto debido a la diferencia de camino óptico.

Una vez en el laboratorio, IRIS (InfraRed Image Sensor) controla el desplazamiento de la imagen entre el punto focal "Coudé Focus" y el laboratorio. También realiza una corrección mejor del efecto lateral de la dispersión atmosférica. Por último, los haces son dirigidos al instrumento, donde se combinan. Actualmente existen tres instrumentos operativos (MIDI, AMBER y PIONIER) y dos instrumentos de segunda generación que aún no han sido instalados (GRAVITY y MATISSE).

- MIDI (MID-infrared Interferometric instrument): opera en el infrarrojo medio (banda N - $8-13\ \mu\text{m}$), combinando los haces de dos telescopios, con una resolución espectral de $R=30$ o 230 . Actualmente se ofrecen 22 configuraciones con líneas de base entre 11 y 140 m. Sin embargo, MIDI será desmantelado hacia marzo del 2015.
- AMBER (Astronomical Multi-BEam combineR): es el instrumento usado para la obtención de los datos de esta tesis. Se trata de un combinador de tres haces que opera en el infrarrojo cercano (bandas J, H y K - $1-2.4\ \mu\text{m}$), con una resolución de $R=35$, 1500 o 12000 . Actualmente ofrece 16 configuraciones (tripletes) con líneas de base entre 11 y 140 m. En la sección 3.3.1 trataremos en detalle de este instrumento.

- PIONIER (Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging Experiment): es un instrumento que pertenece al instituto de Planetología y Astrofísica de Grenoble (IPAG), optimizado para imagen. Combina los haces de 4 telescopios, en el infrarrojo cercano (banda H) a baja resolución espectral ($R=4$ o 40). A partir del periodo 93 (Abril del 2014) se ofrece en modo visitante.
- GRAVITY: será el primer instrumento de segunda generación (su instalación se prevé para 2015). Operará en el infrarrojo cercano (banda K), combinando 4 telescopios con una resolución espectral de $R=22$, 500 o 4000. Está pensado para realizar astrometría e imagen.
- MATISSE: se trata también de un instrumento de segunda generación (su instalación se prevé para 2016). Es un instrumento pensado para imagen que combinará 4 telescopios. Operará en las bandas L, M y N en baja y media resolución ($R=30$, 500 y 950 para las bandas L y M; $R=30$ y 220 para la banda N).

3.3.1. AMBER

AMBER fue construido por un consorcio internacional formado por Francia, Alemania e Italia, cuyo investigador principal fue R. Petrov (Petrov et al., 2007). Fue instalado en Cerro Paranal en Marzo de 2004, aunque no fue hasta Octubre de 2005 cuando se comenzó a utilizar de forma regular.

En la imagen 3.5 (arriba) se muestra un esquema básico del funcionamiento de AMBER. En primer lugar, la luz procedente de los telescopios se transmite por medio de fibras ópticas monomodo (6), para obtener medidas de alta precisión. En las fibras monomodo el haz de luz circula únicamente por un camino, de modo que la amplitud de la señal obtenida a la salida es igual que la amplitud de la señal de entrada (ver figura 3.6). Una vez los haces han alcanzado el instrumento, un divisor de haces separa una pequeña fracción de cada haz y la redirige a los canales fotométricos del detector (7). El resto se combina utilizando un esquema de haces multiaxiales (1) que da lugar a las franjas de interferencia. Dichas franjas se muestrea con al menos 12 píxeles en la dirección de la línea de base y con un píxel en la otra dirección, de tal forma que cada canal espectral se concentra en una única columna de píxeles (3). Esto se consigue por medio de un sistema de lentes cilíndricas (2). A continuación, las franjas de interferencia y los canales fotométricos son dispersadas por medio de un espectrógrafo estándar de rendija larga (4), que ofrece tres posibles resoluciones espaciales: baja resolución ($R=30$), con la que se obtiene una alta sensibilidad y una amplia cobertura del rango espectral; resolución media ($R=1500$), que proporciona una sensibilidad moderada y suficiente resolución espectral como para separar las características espectrales de unos pocos canales; y alta resolución

($R=12000$) que permite realizar estudios cinemáticos detallados a partir de las líneas espectrales.

Finalmente, la señal se registra en un detector Hawaii de 1024×1024 píxeles, dando lugar a una imagen RAW como la mostrada en la figura 3.5 (abajo). La imagen contiene tres canales fotométricos (P1, P2 y P3) y un canal interferométrico (IF).

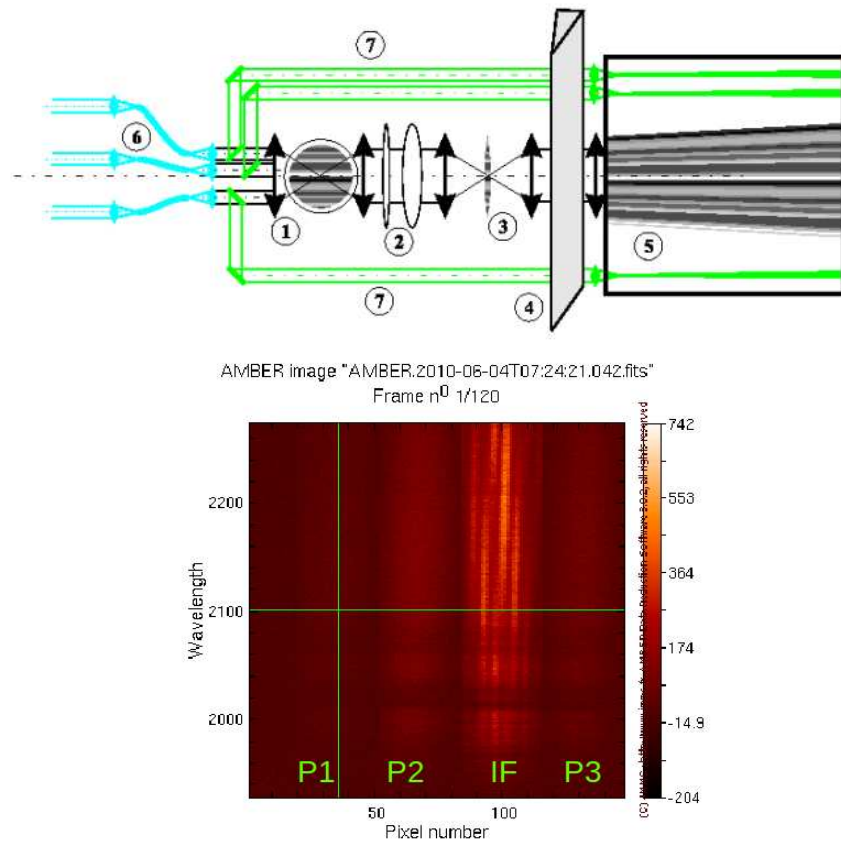


Figura 3.5: Arriba: Esquema del sistema óptico del instrumento AMBER: 1- combinador de haces multiaxial. 2- lentes cilíndricas. 3- imagen focal con franjas. 4- espectrógrafo. 5- franjas dispersadas en un detector. 6- fibras ópticas de modo único. 7- haces fotométricos. Imagen obtenida del manual de AMBER. Abajo: Imagen RAW obtenida por el detector de AMBER.

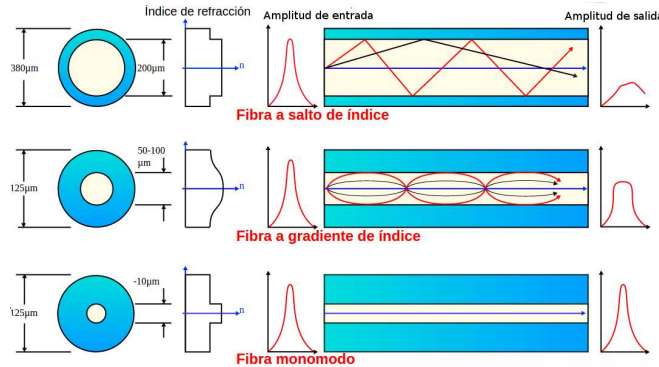


Figura 3.6: Esquema de transmisión de diferentes tipos de fibras ópticas. Imagen obtenida de la Wikipedia.

3.3.2. FINITO

FINITO (Fringe-tracking Instrument of Nice and Torino) es el instrumento de seguimiento de franjas del VLTI. Su propósito es estabilizar las franjas producidas en el instrumento. Al estabilizar las franjas, AMBER puede integrar los datos durante un más tiempo. Además FINITO proporciona información adicional, como puede ser el rms de la fase, que se puede utilizar para mejorar la calibración de los datos de AMBER (ver 5.1).

Actualmente FINITO puede operar con un *seeing* mejor que 1.2" y con una masa de aire inferior a 1.5. Trabaja en banda H, con unas magnitudes límite entre -2 y 5.5 (para los ATs), y entre 1 y 8 (para los UTs). El potencial completo de FINITO se alcanza cuando se trabaja en alta resolución.

En la figura 3.7 se observa un esquema óptico de FINITO. En primer lugar una porción de la luz procedente de los telescopios se dirige a FINITO por medio de filtros dicróicos (1), los cuales permiten únicamente el paso de la luz con un cierto rango espectral (en este caso, banda H). A continuación, la unidad de alineación y compensación (2), compuesta por espejos planos montados en plataformas piezoeléctricas *tip-tilt*, permite la compensación de la dispersión atmosférica transversal y la alineación de la imagen con el instrumento usado. Una vez dentro de FINITO, se extrae parte de los haces (3) para medir la diferencia de camino óptico (representada en color amarillo en la figura 3.7). La señal extraída, se combina en un par de componentes en cuadratura, con una diferencia de fase de $\pi/2$. Esta combinación se obtiene por medio de un combinador de haces y un conjunto de polarizadores (4). A continuación se dirige a la Unidad de Modulación de Fibra (5), donde se mide la diferencia de camino óptico y la distorsión geométrica. Esta medida está basada en la modulación temporal de la diferencia de camino óptico que se realiza usando un anillo de expansión que modifica el tamaño de las fibras (6). Por otro lado, los haces de luz que no han sido extraídos se intro-

ducen en polarizadores Glan-Taylor (7), los cuales separan cada haz en dos componentes. Una de las componentes se utiliza para la señal fotométrica (8), y la otra para la señal interferométrica. Esta última se introduce en un combinador de haces (9), en el que el haz de referencia (a) se combina independientemente con cada uno de los otros haces (ambos modulados; b y c), dando lugar a cuatro canales interferométricos. Las 7 señales (3 fotométricas y 4 interferométricas) se introducen en fibras ópticas monomodo y se envían a un detector de matriz de integración (10). La matriz del detector se lee de manera sincronizada con la modulación de la diferencia de camino óptico. La salida de FINITO está formada por tres señales: La razón señal/ruido (S/R) utilizada para la detección de la franja y la decisión de abrir o cerrar el bucle de seguimiento de las franjas, la fase de la diferencia de camino óptico y, por último, la coherencia de la diferencia de camino óptico. Esta información se almacena en la cabecera de los datos para que se pueda utilizar a la hora de calibrarlos.

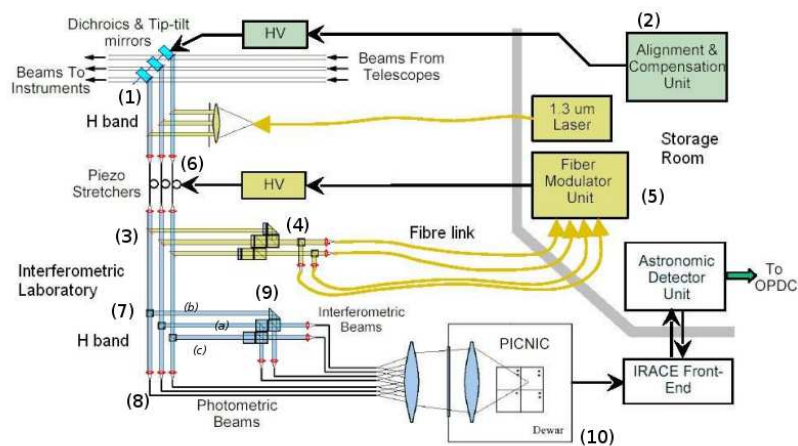


Figura 3.7: Esquema óptico de FINITO. Imagen obtenida de Gai et al. (2004)

Capítulo 4

Modelos teóricos

En este capítulo vamos a explicar en detalle los modelos teóricos que hemos usado a lo largo de la tesis para estudiar la estructura atmosférica de nuestros objetos.

4.1. Modelos hidrostáticos de 1-dimensión

Explicaremos en detalle los modelos hidrostáticos PHOENIX, y cómo varía la atmósfera sintética al variar los parámetros del modelo. La información que exponemos aquí se ha obtenido de Hauschildt et al. (1999a), Lançon et al. (2007) y Plez (2011).

El modelo PHOENIX fue elaborado en la década de los 90 por un grupo liderado por Peter Hauschildt (Hauschildt y Baron 1999). Se trata de un modelo hidrostático que modela la atmósfera y el espectro de estrellas situadas en todo el diagrama HR (estrellas de la secuencia principal, gigantes, supergigantes, enanas, estrellas TTauri, novas, supernovas). Sin embargo, en esta sección nosotros nos vamos a centrar únicamente en explicar los modelos PHOENIX que describen estrellas gigantes o supergigantes.

Un aspecto importante de estos modelos es la elección de las moléculas que se utilizan a la hora de modelar la estructura de sus atmósferas sintéticas. Estos modelos tienen una lista maestra de $5 \cdot 10^8$ líneas moleculares, y al comienzo de cada iteración se seleccionan aproximadamente $1.9 \cdot 10^8$. La selección es la misma en cada iteración y depende del tipo de estrella que se esté modelando.

A continuación vamos a ver como se comportan algunas de las moléculas más importantes presentes en las estrellas gigantes y supergigantes al variar los parámetros fundamentales de los modelos PHOENIX.

- CO

En las longitudes de onda del infrarrojo cercano, las líneas moleculares de CO están localizadas fundamentalmente en dos bandas, una a $2.3 \mu\text{m}$ y otra a $1.6 \mu\text{m}$. La intensidad de estas líneas es sensible sobre todo a la gravedad y a la temperatura efectiva, pero también se ve afectada al variar las abundancias del modelo y la velocidad de las micro-turbulencias.

La intensidad de las líneas de CO en la banda $2.3 \mu\text{m}$ aumenta al disminuir la temperatura efectiva y la gravedad del modelo (ver figura 4.1). Sin embargo, para modelos con gravedades altas se observa un descenso de la intensidad a partir de temperaturas inferiores a 3200 K. Esto se debe a la contaminación por la molécula de agua (H_2O) en estas longitudes de onda. La variación de las abundancias del modelo también afecta a la intensidad de estas líneas. Por ejemplo, si como en la figura 4.1, se compara un modelo con abundancias solares con un modelo con las siguientes abundancias $X=0.58$, $Y=0.4$ y $Z=0.02$, se observa que la intensidad de las líneas de CO en la banda $2.3 \mu\text{m}$ es mayor en los modelos con abundancias solares. Esto es de esperar, pues el modelo con abundancias solares tiene una cantidad mayor de carbono y oxígeno (las abundancias de C y O son de 0.003 y 0.0083 en el modelo con abundancia solar, mientras que en el otro modelo son de 0.0022 y 0.0076).

En la banda de $1.6 \mu\text{m}$ los efectos de la gravedad, la temperatura efectiva y las abundancias son similares a los que se observan en la banda de $2.3 \mu\text{m}$, con dos excepciones: primero, los efectos debidos a la variación de las abundancias son inferiores a los que se observan en la banda $2.3 \mu\text{m}$ (ver figura 4.1); y segundo, los modelos con baja gravedad tienden a tener líneas de CO más débiles que los modelos con gravedades mayores. Esto da lugar a líneas de CO en la banda $2.3 \mu\text{m}$ más fuertes. Esta tendencia se produce por la contaminación de la molécula CN en la banda H (Wing & Spinrad, 1970).

Los efectos que se pueden observar entre modelos con $15 M_{\odot}$ y $1 M_{\odot}$ son prácticamente insignificantes en la banda de $1.6 \mu\text{m}$ para gravedades mayores que $\log(g)=0$. Para gravedades menores, las estrellas de $1 M_{\odot}$ tienen bandas de CO más débiles que las estrellas de $15 M_{\odot}$ (este efecto es más fuerte en la banda de $2.3 \mu\text{m}$ que en la banda de $1.6 \mu\text{m}$).

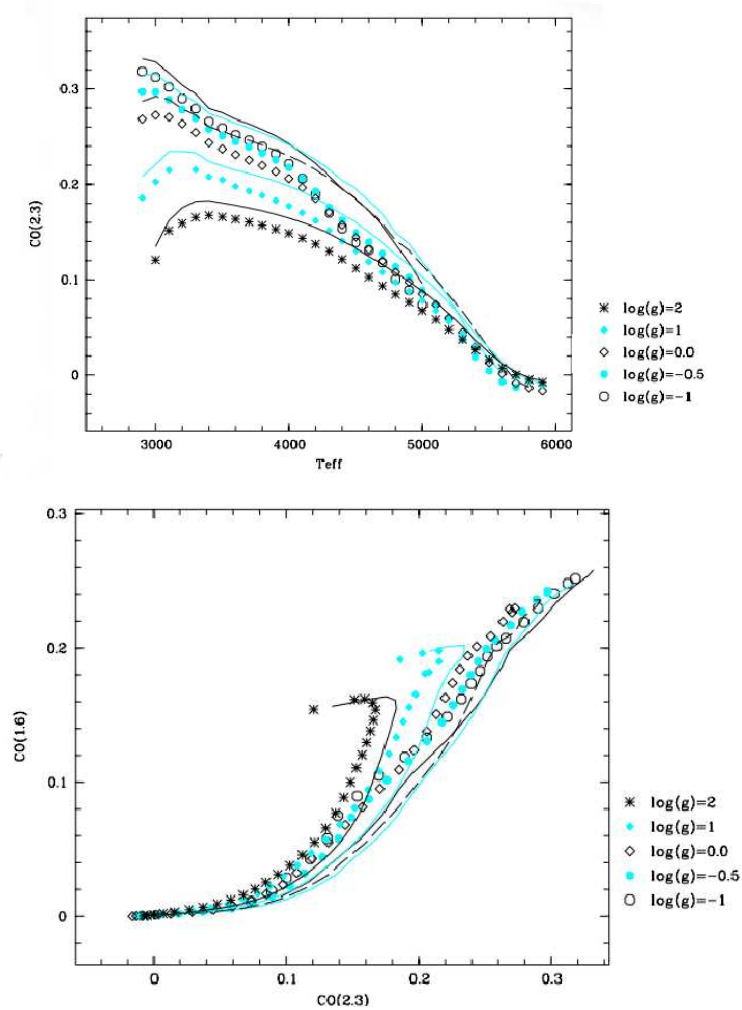


Figura 4.1: Arriba: Medidas de la intensidad de las líneas de CO en la banda de $2.3\ \mu\text{m}$ respecto a la temperatura efectiva. Abajo: Intensidad de las líneas de CO en la banda $1.6\ \mu\text{m}$ respecto a las líneas de la banda $2.3\ \mu\text{m}$. En ambas gráficas se muestran las tendencias para varios modelos con diferente gravedad y diferentes abundancias (los símbolos hacen referencia a modelos con las siguientes abundancias $X=0.58$, $Y=0.4$ y $Z=0.02$, mientras que las líneas a modelos con abundancias solares). Imagen obtenida de Lançon et al. (2007).

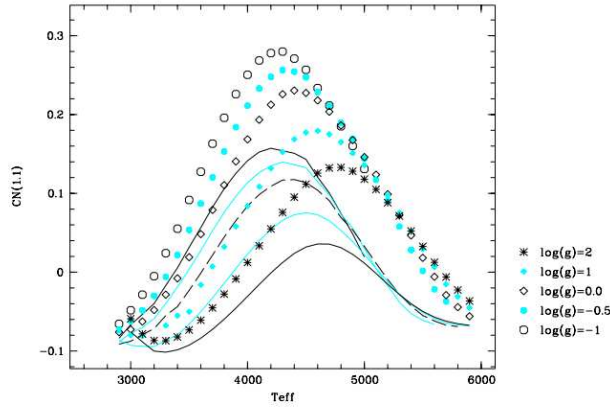


Figura 4.2: Medidas de la intensidad de las líneas de CN en la banda de $1.1 \mu\text{m}$ respecto a la temperatura efectiva. Se muestran las tendencias para varios modelos con diferente gravedad y diferentes abundancias (los símbolos hacen referencia a modelos con las siguientes abundancias $X=0.58$, $Y=0.4$ y $Z=0.02$, mientras que las líneas a modelos con abundancias solares). Imagen obtenida de Lançon et al. (2007).

- CN

Esta molécula se encuentra fundamentalmente en las estrellas de carbono con unas importantes bandas de absorción en la longitud de onda del infrarrojo cercano ($1.1 \mu\text{m}$). Sin embargo, también están presentes en las atmósferas de las estrellas supergigantes rojas (White & Wing, 1978).

El comportamiento de esta molécula con los parámetros fundamentales del modelo es complicada. Como se puede observar en la figura 4.2, dicha molécula presenta un máximo de intensidad a temperaturas intermedias (entre 4200 y 4800 K). La posición de este máximo y la intensidad de las líneas de CN dependen de la gravedad superficial y de las abundancias del modelo. Al aumentar la gravedad, el máximo se desplaza a temperaturas mayores, y la intensidad de las líneas disminuye.

Las variaciones en las abundancias del modelo también hacen variar las intensidades de estas líneas. Al igual que en el estudio de las líneas de CO, en la figura 4.2 se ha comparado un modelo con abundancias solares con un modelo con las siguientes abundancias $X=0.58$, $Y=0.4$ y $Z=0.02$. En este caso, se observa que la intensidad de las líneas es mayor en el segundo modelo, pues este tiene una abundancia mayor de nitrógeno (0.0065, respecto a 0.00092 del modelo con abundancias solares). Por otro lado, los cambios en la masa y en la velocidad de las micro-turbulencias son prácticamente inapreciables en estas moléculas (Tsuji, 1976).

- **H₂O**

Esta molécula aparece abruptamente a partir de una temperatura umbral que depende de la gravedad. Por ejemplo, para un modelo con $\log(g)=1$, la temperatura umbral es de ~ 3600 K. En cambio, para modelos con $\log(g)=-1$ la temperatura a partir de la cual se observan líneas es ~ 3100 K.

No se aprecian prácticamente variaciones en las bandas de estas moléculas al variar la masa (entre $1 M_{\odot}$ y $15 M_{\odot}$) y las abundancias de los modelos.

- **TiO**

Las bandas de TiO alrededor de $1 \mu\text{m}$ y $1.25 \mu\text{m}$ aparecen progresivamente a partir de una cierta temperatura umbral, que de nuevo depende de la gravedad. Para modelos con $\log(g)=1$, la temperatura umbral es ~ 3600 K, mientras que para modelos con $\log(g)=-2$ es de ~ 3400 K. En este caso tampoco se observan variaciones de la intensidad de las líneas al variar la masa y/o las abundancias del modelo.

Para terminar de entender estos modelos debemos ver cómo se ve afectado el flujo sintético al variar algunos de los parámetros del modelo:

- **Metalicidad:** en la figura 4.3 se observa cómo los cambios en la metalicidad del modelo varían el espectro sintético, sobre todo a bajas temperaturas. Esta variación se debe a la importancia que toman las moléculas a bajas temperaturas. La concentración de las moléculas, y por lo tanto su opacidad, depende fuertemente de la metalicidad del modelo. Al aumentar la temperatura efectiva, las moléculas son menos importantes y por lo tanto el espectro es menos sensible a los cambios de metalicidad.
- **Gravedad:** en la figura 4.4 se observa que la variación de la gravedad tiene un efecto mayor sobre los espectros sintéticos de los modelos con temperaturas bajas. Por ejemplo, en modelos con $T_{\text{eff}}=3000$ K se observa que al aumentar la gravedad el flujo de la estrella es mayor (primer panel), sin embargo, en modelos con temperaturas efectivas mayores ($T_{\text{eff}}=5600$ K), el flujo de la estrella es prácticamente el mismo en un modelo con $\log(g)=0.0$, que en otro con $\log(g)=3.0$ (último panel).
- **Masa:** en la figura 4.5 se muestra los espectros sintéticos, con una resolución espectral de 0.2 nm , de dos estrellas con una temperatura efectiva de 3000 K y $M=7.5 M_{\odot}$ (línea continua) y $M=2.5 M_{\odot}$ (línea discontinua). Como se puede observar, la estrella de mayor masa presenta un espectro sintético ligeramente mayor, sin embargo, con esta resolución espectral las variaciones de la masa apenas afectan al espectro sintético.

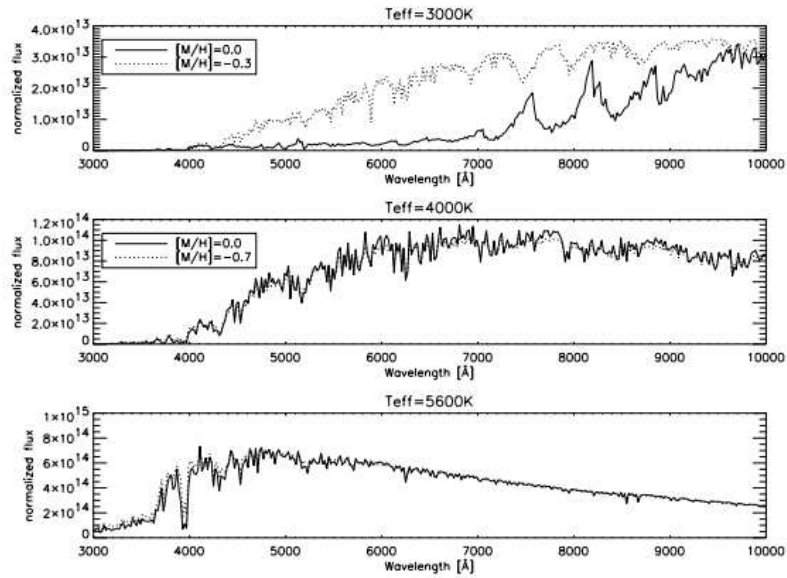


Figura 4.3: Variación de los espectros sintéticos con la metalicidad para modelos con temperaturas efectivas entre 3000 K y 5600 K. Imagen obtenida de Hauschildt et al. (1999b)

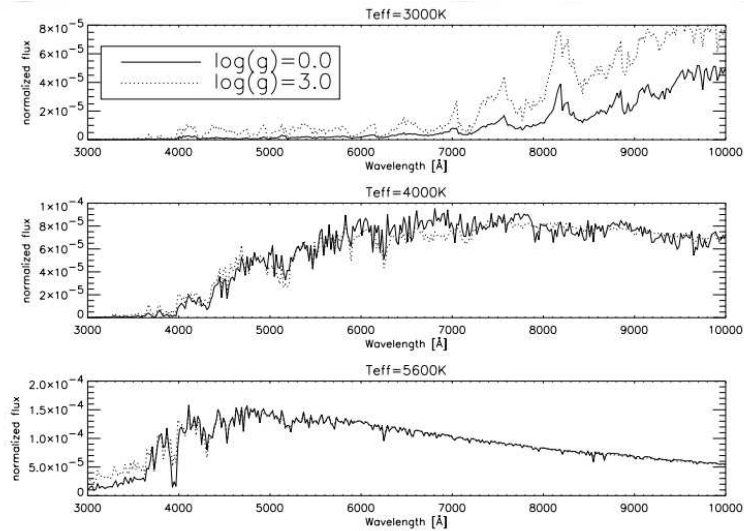


Figura 4.4: Variación de los espectros sintéticos con la gravedad para modelos con temperaturas efectivas entre 3000 K y 5600 K. Imagen obtenida de Hauschildt et al. (1999b).

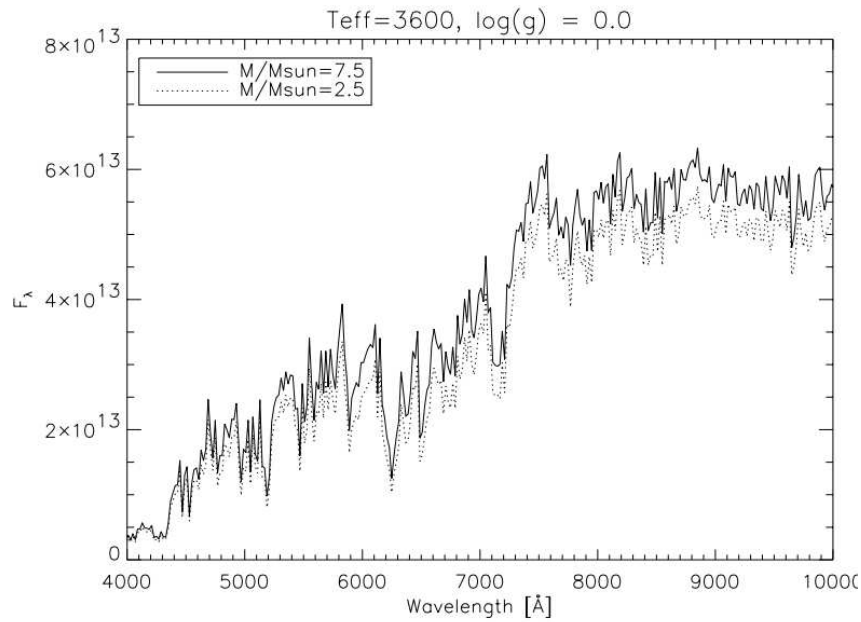


Figura 4.5: Variación de un espectro sintético con la masa para modelos de $T_{eff}=3600$ y $\log(g)=0$. Imagen obtenida de Hauschildt et al. (1999b).

4.1.1. Nuestros modelos PHOENIX

Los modelos PHOENIX que nosotros hemos usado en esta tesis tienen las siguientes características:

- Simetría esférica
- Equilibrio termodinámico local
- Metalicidad solar
- Una velocidad de las micro-turbulencias de la atmósfera de 2 km/s
- Un rango de temperaturas efectivas entre 2000 K y 6800 K, con un paso de 100 K
- Valores del logaritmo de la gravedad superficial entre -1 y 4. No existen *grids* con todas las combinaciones posibles de temperatura efectiva y gravedad superficial, pues cuando se tienen temperaturas efectivas altas y $\log(g)$ bajas, la aceleración radiativa total es mayor que la gravedad total, y el modelo hidrostático no es posible
- Masa de la estrella de $1 M_{\odot}$ y $20 M_{\odot}$

Para entender mejor cómo se comportan los modelos PHOENIX que hemos utilizado, vamos a comparar los espectros sintéticos y el cuadrado de las visibilidades que obtenemos de modelos con diferentes parámetros fundamentales ($\log(g)$ y T_{eff}). De este modo, podremos estudiar cómo nuestros modelos se ven afectadas por estos parámetros.

En la figura 4.6 se muestra el flujo sintético de modelos con $\log(g)=0.00$ y diferentes temperaturas efectivas (entre 2900 K y 3400 K). Observamos que cuanto menor es la temperatura más diferencia hay entre los espectros sintéticos. Es decir, los espectros de los modelos con temperaturas mayores son más parecidos entre ellos que los espectros de los modelos con temperaturas menores.

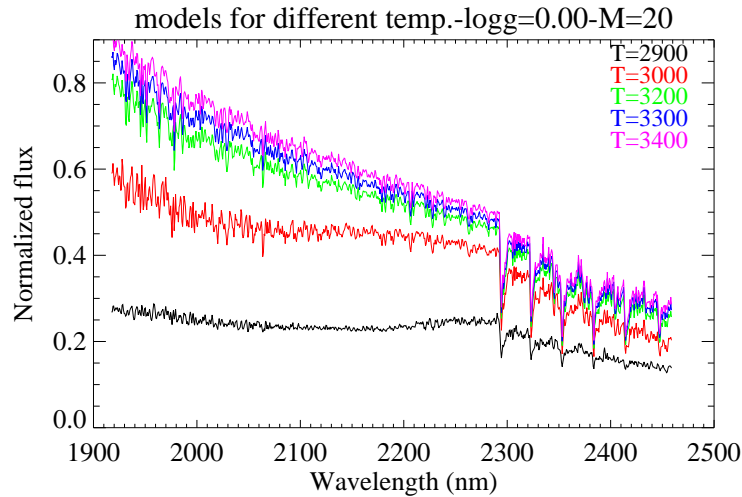


Figura 4.6: Comparación del espectro sintético de los modelos PHOENIX con $\log(g)=0.00$, $M=20 M_{\odot}$, y temperaturas efectivas entre 2900 K y 3400 K.

En la figura 4.7 se muestra el cuadrado de las visibilidades que hemos obtenido a partir de los modelos PHOENIX con $T_{\text{eff}}=3200$ K y diferentes valores de la gravedad. Se observa que los modelos con baja gravedad ($\log(g)=-0.5$ o $\log(g)=0.0$) presentan líneas de CO ($2.3 \mu\text{m}-2.5 \mu\text{m}$) más intensas que los modelos con gravedades mayores.

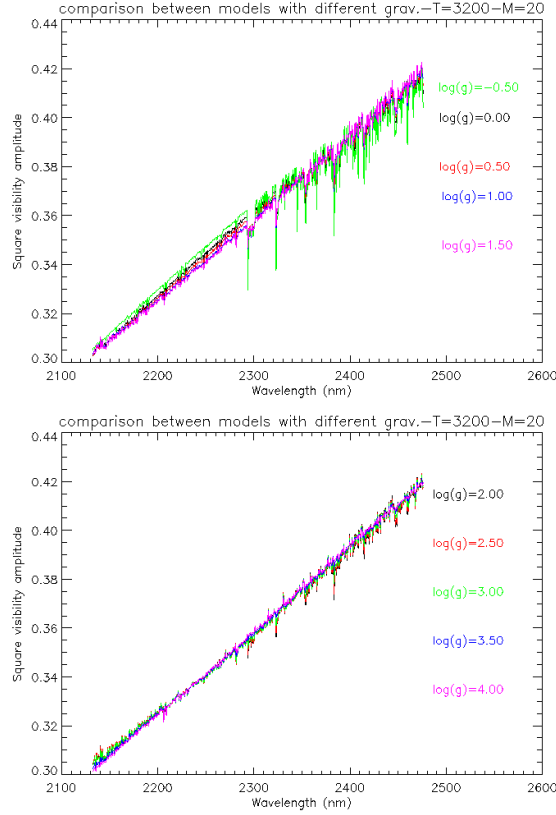


Figura 4.7: Comparación del cuadrado de la visibilidad obtenida a partir de modelos PHOENIX con $T_{\text{eff}}=3200$ K, $M=20 M_{\odot}$ y $\log(g)$ entre -0.5 y 1.50 (arriba) y 2.00 y 4.00 (abajo).

4.2. Modelos convectivos de 3-dimensiones

El modelo convectivo que hemos usado en esta tesis se divide en 2 partes: En primer lugar, las simulaciones radiativas hidrodinámicas (RHD) que crean o, mejor dicho, modelan la estrella sintética (CO⁵BOLD). Y una segunda parte desarrollada por Andrea Chiavassa, que consiste en un código de transferencia radiativa (OPTIM3D) para estimar el espectro sintético y los mapas de intensidad. La información de esta sección se ha obtenido de Chiavassa et al. (2009), Chiavassa et al. (2011a) y Freytag et al. (2012b).

4.2.1. CO⁵BOLD

Las simulaciones CO⁵BOLD (COⁿservative COde for the COmputation of COmpressible COnvection in a BOx of L Dimensions, L=2.3”) han sido desarrolladas por B. Freytag, M. Steffen, H. G. Ludwig y su equipo de colaboradores. En esta sección vamos a explicar brevemente estas simulaciones,

pero para una descripción más detallada ver Freytag et al. (2012b).

Las simulaciones CO⁵BOLD modelan estrellas con una composición tipo solar y convección, a lo largo de un gran periodo de tiempo. Para resolver las ecuaciones que se utilizan para modelar este tipo de estrellas, las simulaciones utilizan una técnica matemática denominada “operator splitting”. Esta técnica consiste en separar sistemas complejos de manejar en sistemas más simples, y tratar estos individualmente. En este caso, los subsistemas son la hidrodinámica, el tensor de viscosidad y el transporte radiativo. Para calcular el transporte radiativo se utiliza o bien una aproximación *gray*, donde los coeficientes de absorción son independientes de la frecuencia, o bien una aproximación *non-gray*, donde los coeficientes de absorción sí dependen de la frecuencia.

En la ecuación de estado se utilizan valores pre-tabulados como funciones de densidad y energía interna, y se tienen en cuenta los metales representativos de cualquier composición química, así como, el hidrógeno neutro (HI), el hidrógeno ionizado (HII), el hidrógeno molecular (H₂), el helio neutro (HeI), el helio ionizado (HeII) y el helio dos veces ionizado (HeIII).

Existen dos tipos de modelos dependiendo de lo que se quiera simular: un modelo global (“estrella en una caja” o STAR-IN-A-BOX) para simular estrellas supergigantes rojas, y un modelo local (“caja en una estrella” o BOX-IN-A-STAR) para modelar pequeñas regiones de una estrella ignorando la geometría esférica y las variaciones de la gravedad. El primer modelo (estrella en una caja) utiliza una configuración en forma de cubo, con un *grid* con puntos equidistantes en todas las direcciones. Las condiciones de contorno son iguales para todas las caras. El centro del cubo tiene una condición de contorno esférica que actúa como fuente de energía interna, de tal forma que proporciona la luminosidad de la estrella y la fuerza de arrastre. El potencial gravitatorio depende únicamente del radio de la estrella. El modelo local (caja en una estrella) utiliza también una geometría en forma de cubo, pero en este caso con puntos no equidistantes, unas condiciones de contorno periódicas en las caras laterales y unas condiciones de contorno de transición en las caras superior e inferior. Se considera una gravedad constante a lo largo de toda la geometría del modelo.

Los parámetros de entrada de las simulaciones son la luminosidad en el modelo global, o la temperatura efectiva en el modelo local, la gravedad superficial (es decir, la masa de la estrella) y la composición química de la estrella. Inicialmente las simulaciones CO⁵BOLD pueden comenzar con un modelo entandar de una dimensión, y expandirlo posteriormente a dos y tres dimensiones añadiendo pequeñas fluctuaciones a la velocidad. Estas fluctuaciones son el origen de la convección. Sin embargo, si existen modelos de 3 dimensiones con parámetros similares a los usados en las simulaciones, es mejor comenzar con ellos y escalarlos para las propiedades de las simulaciones.

En la tabla 4.1 se muestran a modo de resumen las características generales de cada uno de los modelos.

STAR-IN-A-BOX	BOX-IN-A-STAR
<ul style="list-style-type: none"> - la aceleración gravitatoria procede de un potencial gravitatorio <ul style="list-style-type: none"> - <i>grid</i> equidistante - todas las caras del cubo tienen las mismas condiciones de contorno <ul style="list-style-type: none"> - LTE 	<ul style="list-style-type: none"> - potencial gravitatorio constante <ul style="list-style-type: none"> - <i>grid</i> no equidistante - caras laterales con condiciones periódicas y caras inferior y superior con condiciones abiertas <ul style="list-style-type: none"> - LTE

Tabla 4.1: Características generales de los dos modelos que usan las simulaciones RHD.

4.2.1.1. Simulaciones para estrellas supergigantes rojas

Los parámetros más importantes para determinar el tipo de estrella que se va a simular son la luminosidad de la estrella en $r=0$, la masa, y las abundancias que se usan para crear las tablas de la ecuación de estado y las opacidades.

En la figura 4.8 se muestra la evolución con el tiempo de una simulación para una supergigante roja. Estas simulaciones comienzan con una esfera en equilibrio hidrostático con un pequeño campo de velocidades. En el primer paso temporal de la simulación (primer panel de la figura 4.8), se observa un disco con un efecto de *limb-darkened* sin ninguna muestra de convección, aunque presenta algunos patrones regulares debidos al grueso *grid* numérico y al pobre muestreo del salto brusco de temperatura en la parte inferior de la fotosfera. Al evolucionar la simulación, comienzan a desarrollarse celdas convectivas de pequeña escala que con el tiempo se terminan fusionando, dando lugar a celdas de gran escala. El patrón se vuelve completamente irregular y el contraste en la intensidad crece. Toda la memoria de la simetría inicial se pierde. Chiavassa et al. (2011a) explican en detalle las simulaciones utilizadas para explicar las estrellas supergigantes rojas.

4.2.2. OPTIM3D

Una vez se tiene la simulación de la estrella, el código de transferencia radiativa de 3 dimensiones (OPTIM3D), genera el espectro sintético y los mapas de intensidad de la estrella simulada, teniendo en cuenta el desplazamiento Doppler causado por el movimiento convectivo.

El código de transferencia radiativa utiliza las tablas pre-tabuladas de los coeficientes de extinción usadas en el modelo MARCS (Gustafsson et al.,

2008). Dichas tablas se han calculado suponiendo una composición solar (Asplund et al., 2006), y se definen en función de la temperatura, la densidad y la longitud de onda. El rango de temperatura y densidad se ha seleccionado de tal forma que cubra los valores de las capas externas de las simulaciones RHD.

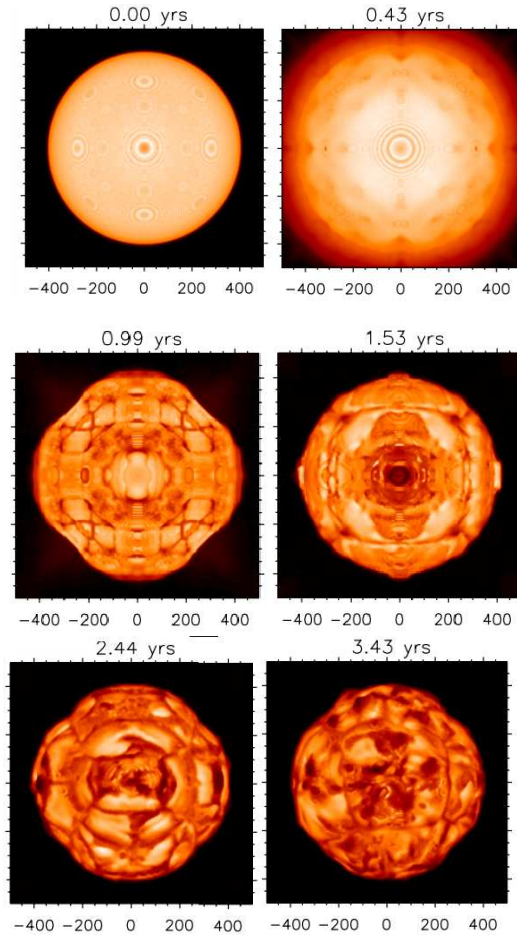


Figura 4.8: Evolución con el tiempo de la intensidad de la superficie de una estrella supergigante roja modelada con una simulación RHD. Los ejes están en radios solares. Imagen obtenida de Chiavassa et al. (2011a).

En primer lugar el código OPTIM3D lee los valores de la temperatura, la densidad y la velocidad en cada uno de los puntos de la simulación RHD. Una vez leída esta información, el código realiza una interpolación bilineal de las tablas de los coeficientes de extinción para cada valor de la temperatura y el logaritmo de la densidad de la simulación. A continuación, en cada celda de uno de los rayo perpendiculares a una de las caras del cubo (ver figura 4.9), el

código interpola linealmente los coeficientes de extinción en cada longitud de onda desplazada por el efecto Doppler (causado por la convección) y calcula la profundidad óptica a lo largo del rayo (o línea de visión). Por último, estima la intensidad monocromática emergente a lo largo de dicha línea de visión, de tal forma que se obtiene el valor de la intensidad emergente para ese punto de la estrella. Estos pasos se repiten para cada línea de visión y longitud de onda.

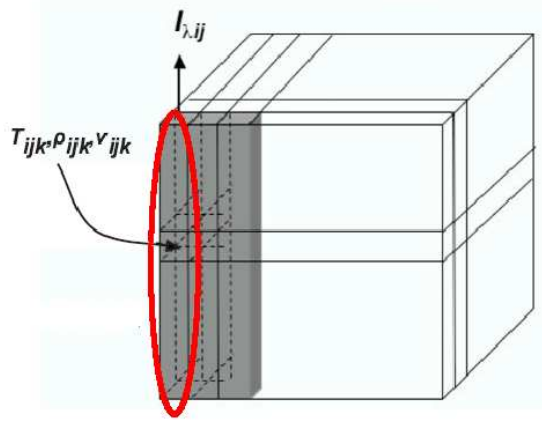


Figura 4.9: Esquema de la geometría del código de transferencia radiativa de 3 dimensiones. El óvalo rojo indica uno de los rayos (o líneas de visión) del código sobre las cuales se calcula la intensidad monocromática. Cada celda del rayo contiene el valor de la temperatura, la densidad y la velocidad para esa posición de la estrella sintética. Imagen obtenida de la tesis doctoral de Chiavassa (2008).

La intensidad monocromática emergente a través de cada línea de visión viene dada por:

$$I(0) = \int_0^{\tau_\lambda} S_\lambda(t_\lambda) e^{-t_\lambda} dt_\lambda \quad (4.1)$$

donde t_λ es la profundidad óptica a lo largo de la línea de visión, τ_λ la profundidad óptica máxima de la línea de visión y S_λ la función fuente. Al estar trabajando en equilibrio termodinámico local (LTE), la función fuente viene dada por la función de Planck ($B_\lambda(T)$) para la temperatura de la celda ($S_\lambda = B_\lambda(T)$). El método utilizado para estimar esta integral se describe en detalle en Chiavassa et al. (2009).

4.3. Modelos pulsantes de 1-dimensión

Los últimos modelos teóricos que hemos usado en esta tesis para caracterizar las atmósferas de las estrellas supergigantes rojas han sido los modelos pulsantes de 1-D. A modo de prueba hemos usado los modelos CODEX (Cool Opacity-sampling Dynamic EXtended), que están basados en los modelos de pulsaciones auto-excitadas con parámetros típicos de estrellas tipo Mira y un código atmosférico que determina los espectros sintéticos. A la vista de los resultados obtenidos con esta prueba (ver capítulo 7), también hemos utilizado los modelos de pulsaciones auto-excitadas pero en este caso con parámetros típicos de estrellas supergigantes rojas. La información para esta sección ha sido obtenida de los papers de Ireland et al. (2008, 2011) y de una contribución de Ireland (2011).

Los modelos CODEX utilizan modelos *grey* (es decir, modelos cuyos coeficientes de absorción son independientes de la longitud de onda de la banda estudiada) de pulsaciones auto-excitadas para determinar la estratificación de la presión atmosférica y la luminosidad. Los modelos de pulsaciones auto-excitadas simulan la estrella a lo largo de muchos ciclos, pero se seleccionan únicamente ciertos intervalos de tiempo para un estudio posterior más detallado. De cada uno de estos intervalos se seleccionan aproximadamente 14 puntos del modelo, de las cuales se extraen sus velocidades y la estructura de la presión. Estas dos variables se usan como parámetros de entrada de un código atmosférico que, tras calcular en detalle el perfil de temperaturas, estima el espectro sintético y el perfil de intensidad. Para determinar tanto el espectro como el perfil de intensidad se utiliza un muestreo fino de opacidades. Dicho código se explica en detalle más adelante (ver sección 4.3.1.1).

Los modelos de pulsaciones auto-excitadas están basados en el código descrito por Keller & Wood (2006). Comienzan con un modelo estático (denominado modelo padre) de una cierta luminosidad, masa y metalicidad, al que se le añade posteriormente un modelo de pulsaciones no lineales y viscosidad turbulenta que limita la amplitud de las pulsaciones. Este modelo tiene dos parámetros (α_m y α_ν) que deben ser ajustados. El parámetro α_m describe la longitud de la mezcla en unidades de la altura de la escala de presión, y se ajusta hasta que el periodo del modelo pulsante es el periodo buscado para el modelo. El parámetro α_ν describe la viscosidad turbulenta y ajusta la amplitud del modelo a las observaciones.

Actualmente existen cuatro tipos de modelos de pulsaciones auto-excitadas con parámetros típicos de estrellas Mira (ver tabla 4.2), pero nosotros solo vamos a explicar en detalle el modelo o54, pues es el que se ha usado para comparar las atmósferas de las estrellas supergigantes rojas con las estrellas Mira.

Modelo	M	L	Z	R _p	P	α_m	α_ν
	[M _⊙]	[L _⊙]		[R _⊙]	[días]		
o54	1.1	5400	0.02	216	330	3.5	0.25
R52	1.1	5200	0.02	209	307	3.5	0.25
C50	1.35	5050	0.02	291	427	2.0	0.24
C81	1.35	8160	0.02	278	430	3.5	0.32

Tabla 4.2: Parámetros de los cuatro modelos de pulsaciones auto-excitadas típicos de estrellas Mira. El periodo P y el radio del modelo padre R_p son parámetros obtenidos a partir del modelo.

4.3.1. Modelo o54

El objetivo de este modelo es simular una estrella que tenga un periodo similar al de la estrella Mira o Ceti (de 330 días). Los parámetros de entrada del modelo son la luminosidad, la masa y la metalicidad. El valor de la luminosidad (5400 L_⊙) se ha estimado a partir de la fotometría, obtenida por Whitelock et al. (2000) para las bandas J, H y K, y la distancia obtenida a partir del paralaje de Hipparcos (1107 pc; Knapp et al. 2003). Una vez se ha estimado la luminosidad, se utiliza la relación masa del núcleo - luminosidad obtenida por Wood & Zarro 1981 ($L/L_{\odot} = 59250(M_{nucleo}/M_{\odot} - 0,495)$) para definir la masa del núcleo. Se considera núcleo a la parte de la estrella que se encuentra por debajo de la capa pulsante (situada a un radio de 0.3R_⊙). La masa total de la estrella (1.1 M_⊙) se estima para que coincida con la masa estimada de la cinemática galáctica para estrellas Mira con periodos de 330 días (Jura & Kleinmann, 1992). Por último se supone una metalicidad solar (Z=0.02), con una abundancia de He de Y=0.3. Esta abundancia es cercana a la abundancia del helio que está en las capas envolventes, para estrellas de 1.1 M_⊙, en el brazo asintótico de las gigantes después del primer y segundo dragado (Bressan et al., 1993).

En la figura 4.10 se muestra el comportamiento de este modelo a lo largo de 10⁴ días. En concreto, se muestra la variación con el tiempo de la luminosidad (panel superior), la temperatura efectiva (panel medio) y los radios de una selección representativa de regiones de la estrella (panel inferior).

Las regiones sombreadas en azul son los intervalos de tiempo de los que se extraen los puntos del modelo (puntos rojos del panel superior) para el estudio posterior. La primera región es el ciclo compacto, la siguiente el ciclo extendido y la última el ciclo cuatro (“four-cycle”). Por otro lado, la línea roja del último panel muestra la variación de la posición de la capa de la estrella que tiene una profundidad óptica de 2/3 (es decir, la fotosfera de la estrella). Si nos fijamos en este último panel, se observa como las pulsaciones del

modelo producen movimiento en las capas de la atmósfera. Este movimiento es regular cerca de la fotosfera, pero se vuelve caótica al irse a zonas más externas (a partir de 1.5 o 2 radios de Rosseland).

4.3.1.1. Código atmosférico

El primer paso del código atmosférico es determinar el perfil de temperatura del gas y del polvo. Para ello, utiliza un código de muestreo de opacidades y la aproximación de equilibrio termodinámico local y equilibrio radiativo. Una vez hecho esto, resuelve la ecuación de transferencia radiativa y obtiene el espectro sintético y el perfil de intensidad de la estrella desde el centro hasta el borde de esta. Se asume en todo momento una velocidad para las micro-turbulencias de 2.8 km/s y abundancias solares.

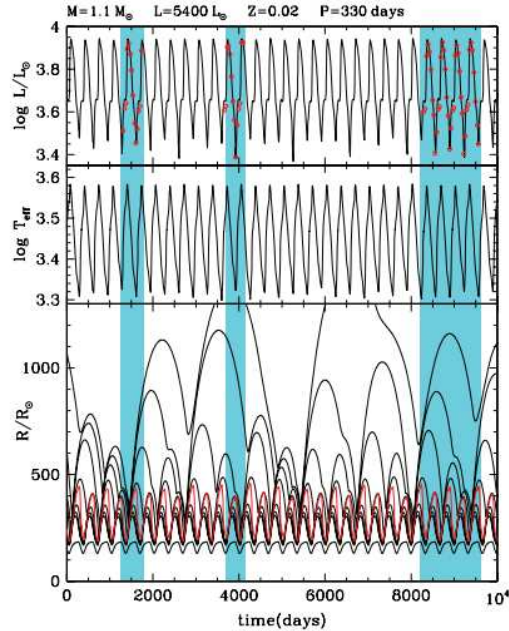


Figura 4.10: Comportamiento del modelo o54 a lo largo de 10^4 días. Las regiones sombreadas en azul son los ciclos de los que se extraen los puntos del modelo (puntos rojos del panel superior) con los que se va a trabajar posteriormente. La línea roja del último panel muestra la variación de la posición de la capa con profundidad óptica igual a $2/3$. Imagen obtenida de Ireland et al. (2011)

El código de muestreo de opacidades utiliza como fuentes que contribuyen a la opacidad del continuo, el H, el H_2 , el He y el *scattering Thompson*. Por otro lado, toma las líneas de H_2O de Partridge & Schwenke (1997), y las de

TiO de Schwenke (1998). De los modelos ATLAS12 (Kurucz, 1994) utiliza las moléculas diatómicas (CO, OH, CN, SiO, MgH) y las líneas atómicas neutras (Na, Mg, Al, K, Ca, Ti, V, Cr, Mn, Fe y Ni). Los perfiles de las líneas moleculares son gaussianas, mientras que, para las líneas atómicas usa perfiles Voigt. Las opacidades se calculan para 4300 longitudes de onda, que van desde $0.2 \mu\text{m}$ a $50 \mu\text{m}$, con un paso de $0.001 \mu\text{m}$ en las longitudes de onda cortas (desde 0.2 a $3 \mu\text{m}$), y un paso proporcional a λ^3 en las longitudes de onda mayores.

La ecuación de estado está basada en la utilizada por Tsuji (1973), con 35 átomos (y sus dos primeros estados de ionización), 60 moléculas, hidrógeno (H), hidrógeno diatómico (H_2) y flúor (F). Las constantes de equilibrio químico para CO, MgH, SiH y TiO_2 difieren significativamente de las usadas por Tsuji (1973), de modo que para estas moléculas se utilizan las constantes de Sharp & Huebner (1990).

La ecuación de transferencia radiativa se resuelve usando el mismo código que Schmid-Burgk & Scholz (1984) con hasta 80 puntos de profundidad discreta. Dado que este código utiliza una interpolación tipo “spline”, la discontinuidad de la presión en el frente de ondas se suaviza para $0.05 R_p$ (en las capas profundas) y para $0.1 R_p$ (en las capas superiores). Las condiciones externas del modelo se ajustan para $5 R_p$. Las capas externas a esta posición se consideran zonas de viento, y es mejor observarlas en el infrarrojo debido a la opacidad del polvo y a las fuertes transiciones moleculares. Una vez se ha resuelto la transferencia radiativa, se obtiene el espectro sintético y el perfil de intensidad, usando un *grid* fino de unas 1700 longitudes de onda. En la figura 4.11 se muestran los perfiles de intensidad para diferentes longitudes de onda (arriba) y las visibilidades obtenidas utilizando la transformada de Hankel de estos perfiles (abajo). El movimiento caótico de las zonas más externas de la atmósfera (fig. 4.10) da lugar a perfiles de intensidad muy complejos y extensos. Las visibilidades dependen de la longitud de onda, y muestran desviaciones respecto a la visibilidad de un disco uniforme (UD), incluso en el primer lóbulo.

En la figura 4.12 se muestran los espectros sintéticos obtenidos del modelo o54, junto con observaciones de la estrella Mira R Cha (con un periodo de 335 días) en diferentes fases de la estrella. En las fases 0.2 y 0.59, las bandas de H_2O y CO están bien reproducidas por el modelo. En cambio, en la fase 0.8 se observa que el modelo tiene una intensidad menor que las observaciones.

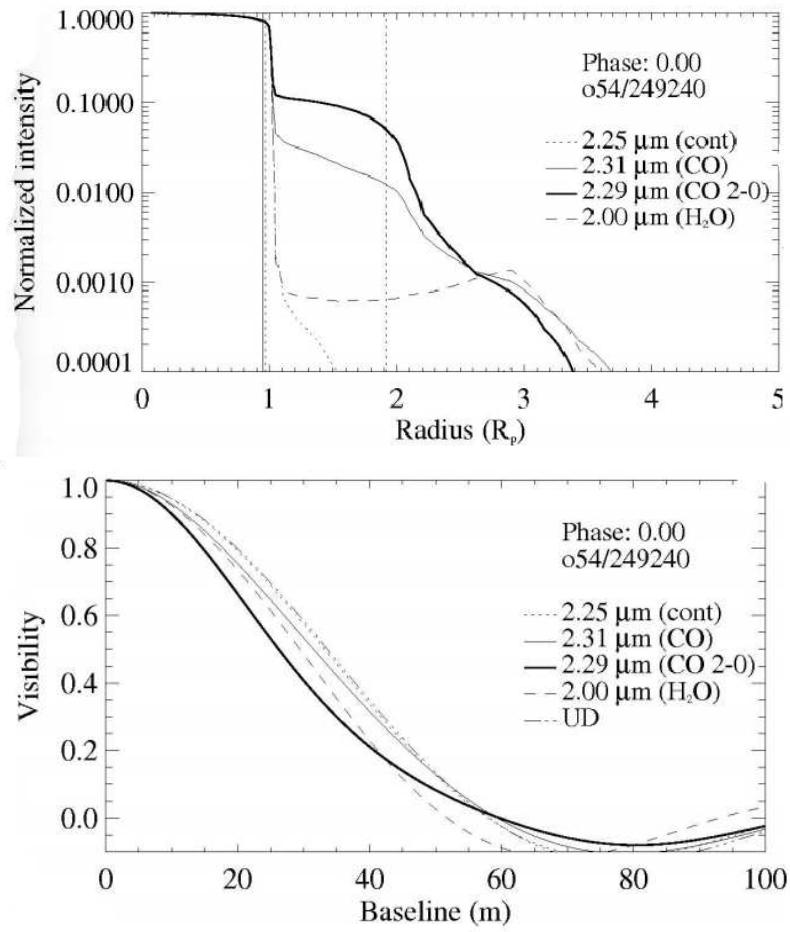


Figura 4.11: Perfiles de intensidad del modelo o54 en el ciclo extenso con una fase de 0.00 (arriba) y las visibilidades estimadas a partir de estos perfiles (abajo). Imagen obtenida de la presentación de Markus Wittkowski de la conferencia “Ten years of VLTI”.

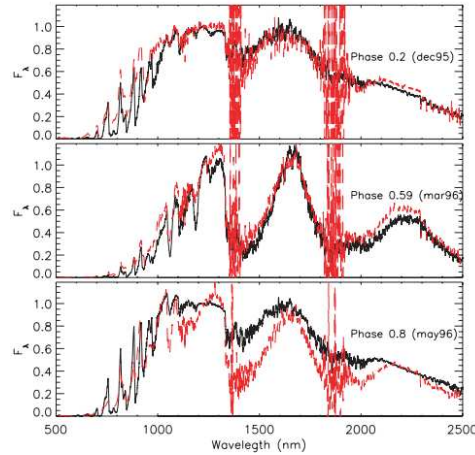


Figura 4.12: Comparación del espectro sintético del modelo o54 (líneas rojas) con observaciones de la estrella Mira R Cha (Lançon & Wood, 2000) en diferentes fases de esta (líneas negras). Las regiones donde las líneas rojas se disparan (alrededor de 1400nm y 1900nm) son zonas del modelo sin datos. Imagen obtenida de Ireland et al. (2008).

4.3.2. Modelos para RSGs

Actualmente no existe un modelo CODEX, o uno alternativo, que determine a partir de un modelo de pulsaciones auto-excitadas con parámetros típicos de estrellas supergigantes rojas los espectros sintéticos de este tipo de estrellas. Sin embargo, para esta tesis se ha creado la primera parte de un modelo CODEX para RSGs, es decir, se ha creado un modelo de pulsaciones auto-excitadas con los parámetros típicos de nuestras RSGs. De este modo se puede estudiar si las pulsaciones auto-excitadas explican también el comportamiento de las atmósferas en este tipo de estrellas (ver resultados en el capítulo 7). En la figura 4.13 se muestran las curvas de luz en magnitud V (panel superior), las variaciones de la velocidad de la fotosfera (panel intermedio) y las variaciones de los radios de una selección representativa de regiones de la estrella (panel inferior) para dos modelos pulsantes con $15 M_{\odot}$, $126000 L_{\odot}$ y $T_{eff}=3600 K$. La diferencia entre ambos modelos es la amplitud de la variación de la magnitud V. En la figura de la izquierda se toma una amplitud de la variación de la magnitud V baja (~ 0.5 mag), mientras que el modelo de la figura de la derecha tiene una amplitud algo mayor. Como se puede observar en este caso el movimiento de las pulsaciones internas únicamente produce un movimiento regular de las capas de la atmósfera. Al aumentar la amplitud (figura de la derecha) se observa un movimiento algo más irregular en las capas más externas, pero sin llegar a producir choques, como sucede en el caso de las estrellas Mira (fig. 4.10).

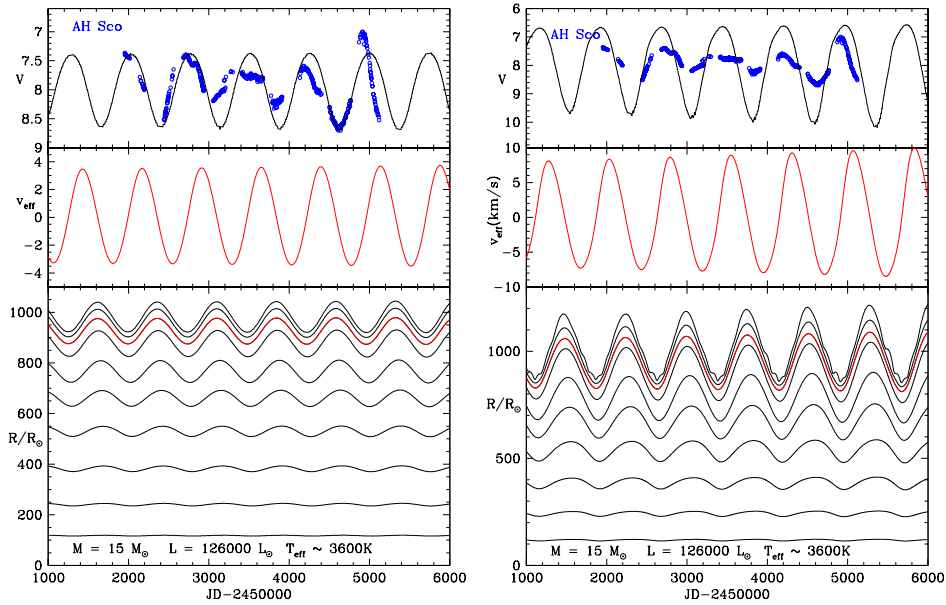


Figura 4.13: Comportamientos de dos modelos pulsantes con parámetros de RSGs a lo largo de 5000 días. La imagen de la izquierda es un modelo con amplitud de la variación de la magnitud V entorno a 0.5 mag, mientras que la imagen de la derecha tiene una amplitud entorno a 0.75 mag. La línea roja muestra el comportamiento de la fotosfera. Los puntos azules representan las observaciones de la curva de luz de la supergigante roja AH Sco.

Capítulo 5

Reducción datos

La reducción de los datos utilizados en esta tesis la podemos separar en cuatro partes: una primera parte en la que seleccionamos las imágenes (*scans*) que tengan valores similares del factor de atenuación de la visibilidad debido al movimiento de las franjas; una segunda parte de calibración instrumental que hacemos con *amdlib*; una tercera parte en la que calibramos la longitud de onda, la visibilidad y el flujo, y estimamos el diámetro angular de la estrella, usando nuestros propios *scripts* de IDL; y una última parte, en la que determinamos los parámetros fundamentales de la estrella. El objetivo de este capítulo es explicar en detalle cada una de estas partes.

5.1. Selección de imágenes usando FINITO

Durante la toma de las imágenes con AMBER, se producen fluctuaciones en el camino óptico que originan movimientos en las franjas de interferencia observadas. Estos movimientos dan lugar a una atenuación de la visibilidad, que viene dada por un factor $f = e^{-\sigma_\phi^2}$ (donde σ_ϕ es la desviación estándar de la fase de la franja sobre el tiempo de adquisición del frame). La fase de la franja es medida por FINITO durante la adquisición del frame. Esta atenuación se corrige al calibrar las visibilidades del objeto con los calibradores (ver sección 5.3.3), pero para ello los factores de atenuación de las imágenes del objeto y los calibradores deben de ser similares. De modo que en esta primera parte de la reducción lo que vamos a hacer es estimar un promedio de este factor sobre el tiempo de integración de AMBER, y seleccionar las imágenes que tengan factores similares.

5.2. Reducción con amdlib

Una vez hemos seleccionado las imágenes con las que vamos a trabajar, el siguiente paso es reducir los datos con *amdlib*. *Amdlib* es el software

de reducción de datos de AMBER desarrollado por el centro Jean-Marie Mariotti (JMMC). Este software nos permite, a partir de los datos obtenidos en el observatorio (datos RAW), obtener los observables con los que vamos a trabajar luego (intensidad, visibilidad y clausura de fase sobre una banda espectral). A la intensidad sobre una banda se le denomina abreviadamente, espectro. Parte de la información usada para esta sección se ha obtenido del manual de `amdlib`¹, del paper de Tatulli & Duvert (2007), y de Tatulli et al. (2007).

5.2.1. Reducción cosmética

En primer lugar debemos eliminar los defectos del instrumento. Para ello usamos los ficheros “Bad Pixel Map” (BPM) y “Flat Field Map” (FFM). El BPM contiene la posición de todos los píxeles dañados del detector. Al aplicar este fichero a nuestros datos lo que estamos haciendo es indicarle dónde están los píxeles que no se han de utilizar. El FFM se utiliza para corregir los datos de los defectos introducidos por variaciones en la sensibilidad de un píxel a otro, viñeteo del sistema óptico, suciedad en el detector, etcétera. Se obtiene tomando una imagen de un campo con iluminación uniforme. En la figura 5.1 se muestra un ejemplo del BPM (izquierda) y el FFM (derecha).

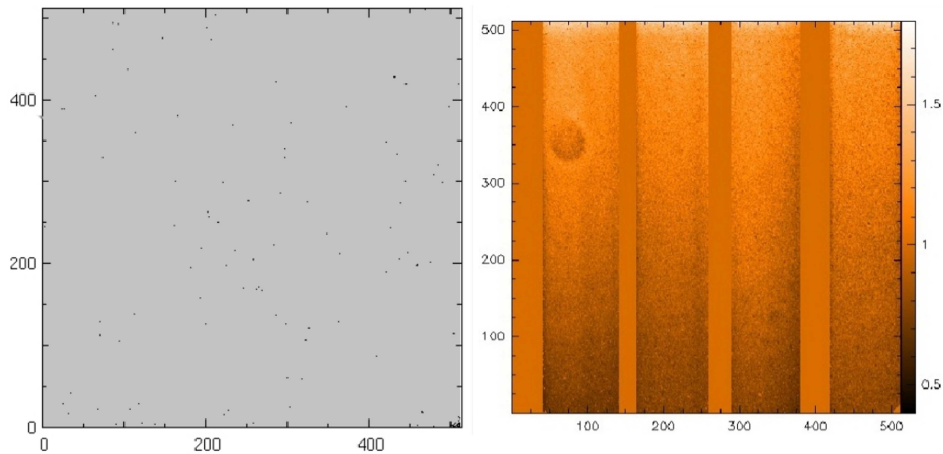


Figura 5.1: Imagen de “Bad Pixel Map” (izquierda) y de “Flat Field Map”.

¹<http://www.jmmc.fr/doc/approved/JMMC-MAN-2720-0001.pdf>

Por otro lado, se debe tener en cuenta que las cámaras infrarrojas, como la de AMBER, están lejos de contar solo los fotones que inciden en cada píxel, de modo que presentan un gran sesgo, que debe ser eliminado. Amdlib utiliza los *frames* de las imágenes DARK para estimar el ruido de lectura de cada uno de los píxeles. Al eliminar de los datos el valor promedio de estas imágenes, se elimina tanto el sesgo como la emisión térmica y el brillo del cielo.

5.2.2. Estimación de los observables

El siguiente paso es estimar los observables interferométricos (cuadrado de la visibilidad y clausura de fase). Para entender cómo se obtienen debemos empezar explicando qué es exactamente lo que se observa en cada uno de los canales de la CCD de AMBER. Para empezar, vamos a ver un caso sencillo en el que solo se recibe luz de uno de los telescopios. En este caso, la señal recogida en el canal fotométrico (P_k) es el flujo fotométrico (F) modulado por la respuesta del telescopio (b_k), donde k indica el número de píxel (eje de abscisas de la CCD, ver figura 5.2). El flujo fotométrico es el flujo total de fotones (N) de la fuente observada que llegan al telescopio, atenuado por la transición del sistema óptico ($F = Nt^i$, donde t^i es la transición del sistema óptico). La señal del canal interferométrico (i_k) es el flujo fotométrico modulado por el disco de Airy (a_k):

$$\begin{aligned} P_k &= Fb_k \\ i_k &= Fa_k \end{aligned} \quad (5.1)$$

Si por el contrario tenemos dos telescopios abiertos simultáneamente, la señal del canal interferométrico viene dada por la suma del continuo fotométrico y una componente interferométrica. Esta última componente resulta de la modulación de la amplitud del flujo coherente (F_c^{ij}):

$$\begin{aligned} F_c^{ij} &= 2\sqrt{F^i F^j} V^{ij} e^{i(\Phi^{ij} + \phi_p^{ij})} \\ &= 2N\sqrt{t^i t^j} V^{ij} e^{i(\Phi^{ij} + \phi_p^{ij})} \end{aligned} \quad (5.2)$$

donde, i y j son los telescopios usados, V^{ij} la amplitud de la visibilidad compleja, Φ^{ij} la fase, ϕ_p^{ij} el pistón de la atmósfera, N el flujo total de fotones de la fuente, y t^i y t^j las transiciones del sistema óptico de cada haz.

Si en vez de tener dos telescopios abiertos simultáneamente, tenemos 3 o más, el análisis se hace por pares de telescopios, y el resultado del canal interferométrico no es más que la suma del resultado de cada uno de estos pares (ver ecuación 5.4)

$$P_k^i = F^i b_k^i \quad (5.3)$$

$$i_k = \underbrace{\sum_i^{N_{\text{tels.}}} F^i a_k^i}_{\text{continuo fotométrico}} + \underbrace{\sum_{i < j}^{N_{\text{tels.}}} \sqrt{a_k^i a_k^j} C_k^{ij} \mathcal{R} \left[F_c^{ij} e^{i(2\pi\alpha_k\nu + \phi_s^{ij} + \Phi_B^{ij})} \right]}_{\text{componente interferométrica}} \quad (5.4)$$

donde C_k^{ij} es la pérdida de contraste debido al sistema óptico, ν la frecuencia a la que se observa, α_k el tiempo de muestreo, ϕ_s^{ij} la fase instrumental, y Φ_B^{ij} el desplazamiento de fase debido a la diferente polarización entre ambos haces, que se puede inducir por ejemplo con la rotación de las fibras monomodo.

En la figura 5.2 se muestra una captura de los tres canales fotométricos y del canal interferométrico de la CCD de AMBER, al observar con un único telescopio abierto (arriba), con dos telescopios (centro) o con tres telescopios (abajo). También se muestra el perfil de intensidad a lo largo de una longitud de onda para los tres casos.

Una vez hemos visto lo que se observa en cada uno de los canales de la CCD, ya podemos estudiar cómo se obtienen los observables interferométricos. Para ello debemos de reescribir la ecuación de la señal recogida en el canal interferométrico cuando tenemos más de dos telescopios abiertos simultáneamente (ecuación 5.4):

$$i_k - \underbrace{\sum_i^{N_{\text{tels.}}} P_k^i v_k^i}_{m_k} = \sum_{i < j}^{N_{\text{tels.}}} \left[c_k^{ij} \mathcal{R}^{ij} + d_k^{ij} \mathcal{I}^{ij} \right] \quad (5.5)$$

Donde:

- v_k^i es la razón entre la señal medida en el canal interferométrico y la medida en el canal fotométrico ($v_k = a_k/b_k$). Por lo tanto el continuo fotométrico se puede escribir en función de este ratio y la medida del canal fotométrico (P_k^i):

$$F^i a_k^i = P_k^i v_k^i \quad (5.6)$$

- m_k es la señal medida en el canal interferométrico corregida del continuo fotométrico.

- c_k^{ij} y d_k^{ij} se denominan ondas portadoras y vienen definidas por la ecuación 5.7. Tanto el ratio v_k^i como las ondas portadoras dependen únicamente de las características del instrumento, y por lo tanto se pueden calibrar.

$$\begin{aligned} c_k^{ij} &= C_B^{ij} \frac{\sqrt{a_k^i a_k^j}}{\sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j}} \cos(2\pi\alpha_k\nu + \phi_s^{ij} + \Phi_B^{ij}) \\ d_k^{ij} &= C_B^{ij} \frac{\sqrt{a_k^i a_k^j}}{\sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j}} \text{sen}(2\pi\alpha_k\nu + \phi_s^{ij} + \Phi_B^{ij}) \end{aligned} \quad (5.7)$$

- \mathcal{R}^{ij} y \mathcal{I}^{ij} son la parte real e imaginaria del flujo coherente, y se definen como:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}^{ij} &= \sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j} \mathcal{R} [F_c^{ij}] \\ \mathcal{I}^{ij} &= \sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j} \mathcal{I} [F_c^{ij}] \end{aligned} \quad (5.8)$$

La ecuación 5.5 se puede escribir también como un sistema de ecuaciones lineales:

$$\begin{bmatrix} m_1 \\ \vdots \\ \vdots \\ m_{N_{\text{pix}}} \end{bmatrix} = \underbrace{\begin{bmatrix} c_1^{12} & c_1^{13} & c_1^{23} & d_1^{12} & d_1^{13} & d_1^{23} \\ \vdots & & & & & \vdots \\ \vdots & & & & & \vdots \\ c_{N_{\text{pix}}}^{12} & c_{N_{\text{pix}}}^{13} & c_{N_{\text{pix}}}^{23} & d_{N_{\text{pix}}}^{12} & d_{N_{\text{pix}}}^{13} & d_{N_{\text{pix}}}^{23} \end{bmatrix}}_{\text{V2PM} \equiv \text{Visibility to pixel Matrix}} \begin{bmatrix} \mathcal{R}_{12} \\ \mathcal{R}_{13} \\ \mathcal{R}_{23} \\ \mathcal{I}_{12} \\ \mathcal{I}_{13} \\ \mathcal{I}_{23} \end{bmatrix}$$

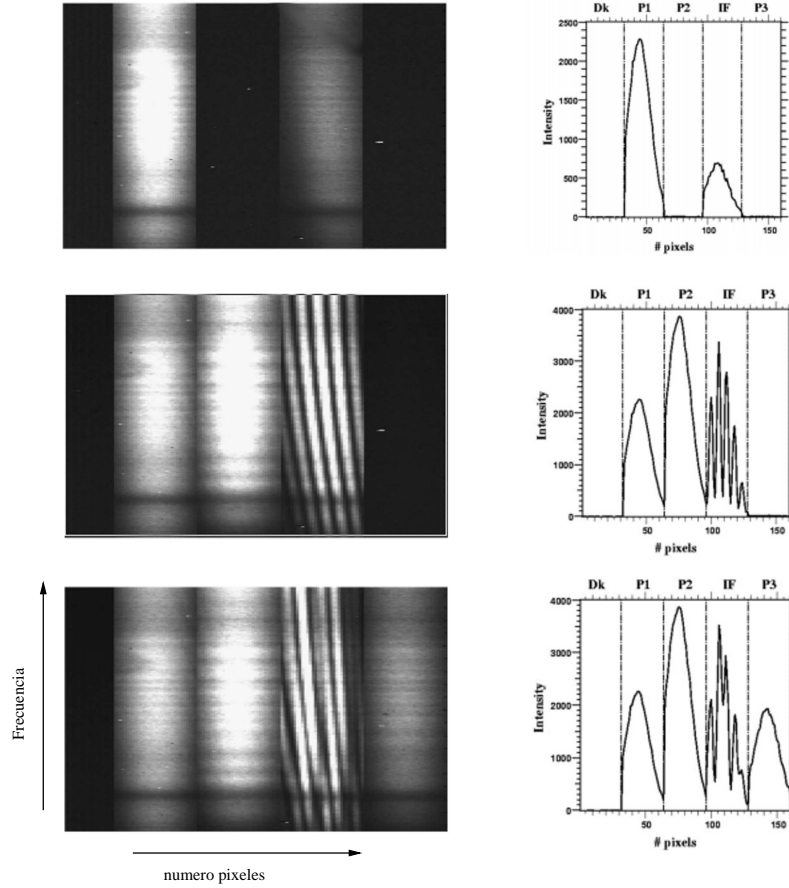


Figura 5.2: Imagen de la CCD (izquierda) y un corte a lo largo de uno de los canales espectroscópicos (derecha) de AMBER con un telescopio abierto (arriba), con dos (centro) y con los tres telescopios abiertos (abajo). Imagen obtenida de Tatulli & Duvert (2007).

De tal forma que el flujo coherente (el cual queremos estimar) está relacionado con nuestras medidas del canal interferométrico (corregidas por la componente continua) por medio de la inversa de la matriz $V2PM$, que depende únicamente de las características del instrumento. Esta matriz inversa se denomina matriz $P2VM$ (Pixel to Visibility Matrix) y se define como:

$$P2VM = [V2PM^T C_M^{-1} V2PM]^{-1} V2PM^T C_M^{-1} \quad (5.9)$$

donde C_M es la matriz de covarianza de la medida m_k y X^T denota la transpuesta de la matriz X . Si suponemos que cada uno de los píxeles del detector no están correlacionados, la matriz C_M es diagonal, y cada uno de sus términos viene dado por la varianza de m_k .

Como vemos, lo único que nos falta para estimar el flujo coherente, y con ello la visibilidad y la fase, es conocer el ratio v_k y las ondas portadoras. Estas variables se obtienen gracias a una fuente interna localizada en la unidad de Calibración y Alineación (CAU) de AMBER. Para ello se toma una secuencia de imágenes de calibración con valor alto de SNR. Además como la calibración se hace en el laboratorio, el nivel de precisión deseado se elige utilizando el tiempo de integración apropiado. En la tabla 5.1 se muestra la secuencia de imágenes que se hace para obtener el ratio v_k y las ondas portadoras. El ratio v_k se obtiene a partir de las imágenes 1, 2 y 3, en las que solo hay un telescopio abierto. En cambio, las ondas portadoras necesitan de dos medidas independientes por línea de base: c_k^{ij} se obtiene directamente de las imágenes con dos telescopios abiertos (imágenes 4, 6 y 8), mientras que d_k^{ij} se estima a partir de las imágenes con dos telescopios abiertos y un desfase de 90° , para lo cual se utilizan unos espejos piezoeléctricos (imágenes 5, 7 y 9). AMBER guarda esta secuencia de imágenes de calibración con el nombre de 3P2V. En la imagen 5.3 se muestra el ratio v_k y las ondas portadoras obtenidas con amdlib.

Imagen	Tel. 1	Tel. 2	Tel. 3	Desfase
1	O	X	X	NO
2	X	O	X	NO
3	X	X	O	NO
4	O	O	X	NO
5	O	O	X	SÍ
6	O	X	O	NO
7	O	X	O	SÍ
8	X	O	O	NO
9	X	O	O	SÍ
10	O	O	O	No

Tabla 5.1: Secuencia de imágenes para estimar el ratio v_k y las ondas portadoras. X≡cerrado y O≡abierto.

Una vez estimado el ratio v_k y las ondas portadoras ya se puede calcular la matriz P2VM y con ello \mathcal{R}^{ij} y \mathcal{I}^{ij} . Haciendo uso de las ecuaciones 5.8, obtenemos que el flujo coherente se puede escribir también como:

$$F_c^{ij} = \frac{\mathcal{R}^{ij} + i\mathcal{I}^{ij}}{\sqrt{\sum_k a_k^i a_k^j}} \quad (5.10)$$

Cuadrado de la visibilidad

A partir de la ecuación 5.2, vemos que el cuadrado de la amplitud de la visibilidad se define como el ratio entre el cuadrado del flujo coherente y

el producto de los flujos fotométricos ($|V^{ij}|^2 = \frac{|F_c^{ij}|^2}{4F^i F^j}$). Teniendo en cuenta esto, y las ecuaciones 5.6 y 5.8, tenemos que el cuadrado de la amplitud de la visibilidad viene dado por:

$$|V^{ij}|^2 = \frac{(\mathcal{R}^{ij})^2 + (\mathcal{I}^{ij})^2}{4P^i P^j \sum_k v_k^i v_k^j} \quad (5.11)$$

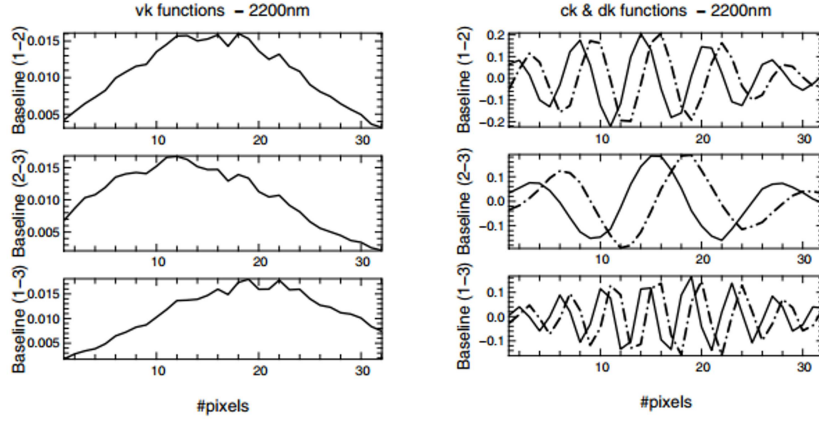


Figura 5.3: Ratio v_k (izquierda) y ondas portadoras (derecha) obtenidas con amdlib. Imagen obtenida del manual de amdlib.

Sin embargo, existen varios sesgos que se deben de tener en cuenta a la hora de calcular la visibilidad. De tal forma que la visibilidad se define como:

$$\frac{(V^{ij})^2}{(V_c^{ij})^2} = \frac{\langle (\mathcal{R}^{ij})^2 + (\mathcal{I}^{ij})^2 \rangle - Bias \{ (\mathcal{R}^{ij})^2 + (\mathcal{I}^{ij})^2 \}}{4P^i P^j \sum_k v_k^i v_k^j} \langle \rho_p^2 \rangle \langle \rho_{jit}^2 \rangle \quad (5.12)$$

Las fuentes que dan lugar a estos sesgos son:

- La visibilidad de la fuente interna del CAU (V_c^{ij}), la cual interviene en el proceso de calibración pero no durante las observaciones.

- La estimación cuadrática del flujo coherente. Este sesgo adicional viene dado por los fotones de media cero (*zero-mean photons*) y el ruido del detector (Perrin, 2003a). Es una suma cuadrática de los errores de la varianza de m_k proyectados en los ejes real e imaginario del flujo coherente:

$$Bias \{ (\mathcal{R}^{ij})^2 + (\mathcal{I}^{ij})^2 \} = \sum_k \left[(\xi_k^{ij})^2 + (\zeta_k^{ij})^2 \right] \sigma^2(m_k) \quad (5.13)$$

donde ζ_k^{ij} y ξ_k^{ij} son los coeficientes de la inversa de la matriz V2PM ($\mathcal{R}^{ij} = \sum \zeta_k^{ij} m_k$ y $\mathcal{I}^{ij} = \sum \xi_k^{ij} m_k$).

- La diferencia de camino óptico distinto de cero. Como la longitud de coherencia es finita, la diferencia de camino óptico distinto de cero provoca una pérdida de coherencia espectral que se traduce en una atenuación de la visibilidad (ρ_p). Dicha atenuación puede ser calculada en cada uno de los *frames* y corregida por medio de:

$$\rho_p = \text{sinc} \left(\pi \frac{\delta_p \delta_o}{L_c} \right) \quad (5.14)$$

donde δ_p es el pistón atmosférico, δ_o la componente lineal de la fase diferencial del objeto, y L_c es la longitud de coherencia del interferograma ($L_c = \lambda_0 R$, donde R es la resolución del espectrógrafo).

- El movimiento de las franjas durante el tiempo de integración (ρ_{jit}). Este efecto contribuye a la pérdida de contraste entre las franjas. Depende de las características de la atmósfera durante la observación, sobre todo de su tiempo de coherencia. Este efecto se calibra mediante la observación de una estrella de referencia, suponiendo que los parámetros de la atmósfera son los mismos mientras se observa la estrella de referencia (calibrador) y el objeto.

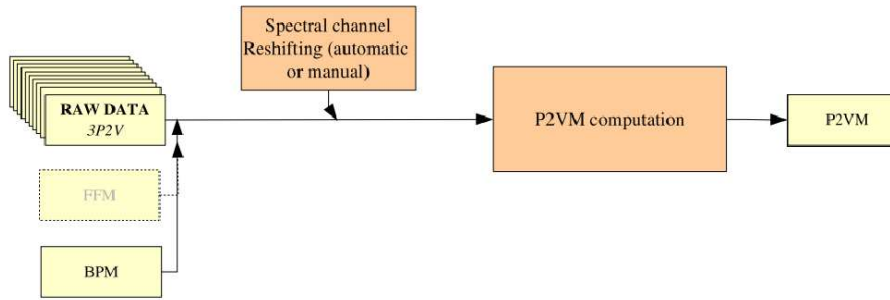


Figura 5.4: Esquema de los pasos seguidos para la obtención de la matriz P2VM, usando el comando `amdlibComputeP2vm`. Imagen obtenida del manual de amdlib.

Clausura de fase

La fase no se puede estimar directamente pues el pistón de la atmósfera (ϕ_p^{ij}) añade una componente aleatoria, debido a la turbulencia de la atmósfera, que no se puede substraer. Sin embargo, se puede obtener información

parcial de la fase a través de la clausura de fase, ya que es independiente de la atmósfera.

Por definición, la clausura de fase es la fase del promedio del triple producto del flujo coherente obtenido para cada par de telescopios:

$$\widetilde{\Phi}^{ij} = \text{atan} \left[\frac{\mathcal{I}(\langle F_c^{12} F_c^{23} F_c^{13*} \rangle)}{\mathcal{R}(\langle F_c^{12} F_c^{23} F_c^{13*} \rangle)} = \phi^{12} + \phi^{23} - \phi^{13} \right] \quad (5.15)$$

5.2.2.1. Pasos realizados con *amdlib*

En *amdlib*, la estimación del ratio v_k , las ondas portadoras y la matriz P2VM se hace por medio de un único comando: *amdlibComputeP2vm*. Como entrada se le dan los diez ficheros de calibración 3P2V, el “Flat Field Map” y el “Bad Pixel Map” (ver esquema de la figura 5.4).

Una vez se ha estimado la matriz P2VM con *amdlib*, el siguiente paso es extraer de los datos observados (datos RAW) los observables interferométricos. Para ello se usa el comando *amdlibComputeAllOiData*. Este comando aplica a los datos RAW el fichero de salida del comando anterior, es decir la matriz P2VM. A continuación, extrae las visibilidades para cada canal de frecuencia, la clausura de fase para cada uno de estos canales y los espectros. Estos tres observables se guardan en los ficheros de salida *RAW OI-fits* (ver esquema de la figura 5.5). En este paso también se corrigen las visibilidades de los efectos debidos a la estimación cuadrática del flujo coherente y a la diferencia de camino óptico distinto de cero. Los efectos debidos a la visibilidad de la fuente interna del CAU y al movimiento de las franjas se corrigen en una calibración posterior, con ayuda de los calibradores.

5.2.3. Promediado de los *frames*

Una vez hemos obtenido los datos *RAW OI-fits*, el siguiente paso es unir en un único fichero todos los datos del mismo objeto que se han tomado consecutivamente, para poder trabajar con todos ellos a la vez. Una vez se ha hecho esto, el último paso con *amdlib* es seleccionar todos los datos que cumplen unas ciertas características y promediarlos. De este modo nos aseguramos que las imágenes finales no incluyen datos malos. Los criterios que podemos utilizar son:

- ***flux***: Selecciona únicamente los datos que tengan el flujo de la línea de base (definido como, $\sqrt{P_i P_j}$) “n” veces mayor que el ruido asociado.
- ***piston***: Selecciona los datos cuyo valor estimado absoluto del pistón sea menor que $x \mu\text{m}$.
- ***SNR***: Selecciona un % determinado de los datos que tengan mayor señal a ruido.

Si usamos más de un criterio de selección, el segundo criterio se aplicará

sobre el resultado del primero y así sucesivamente. Al final de este paso tenemos un único fichero para cada fuente, en el que se han seleccionado únicamente los datos que están bien, y se han promediado.

Estos dos últimos pasos se realizan en amdlib por medio de dos comandos: *amdlibAppendAllOiData* y *amdlibPerformFrameSelection*. En la figura 5.6 se muestra el esquema seguido por este último comando. Por último, en la imagen 5.7 se muestra un ejemplo del resultado tras la reducción completa con amdlib.

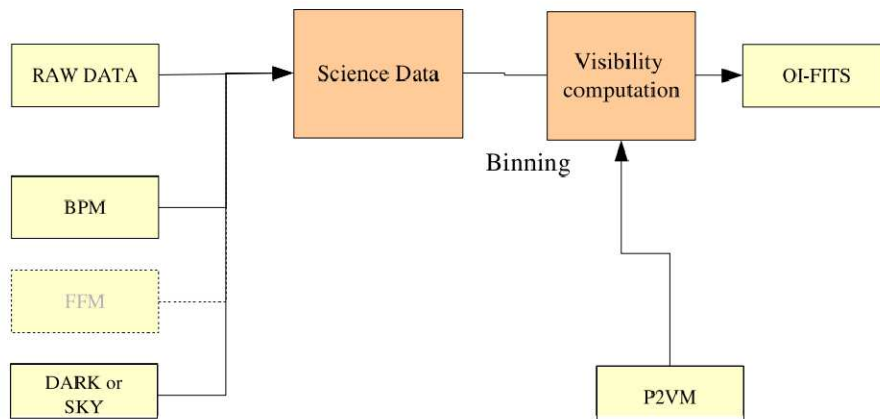


Figura 5.5: Esquema de los pasos seguidos por el comando *amdlibComputeAllOiData* para la obtención de los observables interferométricos. Imagen obtenida del manual de amdlib.

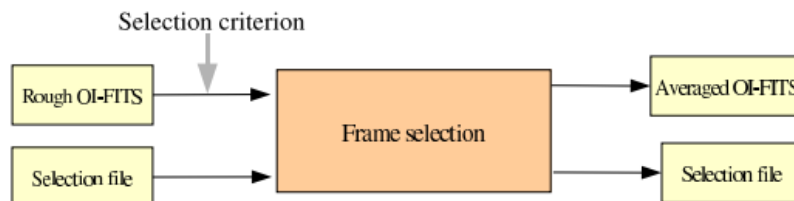


Figura 5.6: Esquema de los pasos seguidos con el comando *amdlibPerformFrameSelection* para seleccionar y promediar únicamente los datos que están bien de la fuente que estemos analizando. Imagen obtenida del manual de amdlib.

5.3. Reducción con IDL

Una vez que con `amdlib` hemos extraído de los datos originales los observables, el siguiente paso es calibrarlos. Aunque las últimas versiones de `amdlib` permiten calibrar los datos, nosotros hemos preferido hacer dicha calibración de manera independiente. Para ello, creamos varios *scripts* en IDL (Interactive Data Language). También hemos creado unos *scripts* en IDL para estimar el diámetro angular del objeto estudiado y representar los resultados finales.

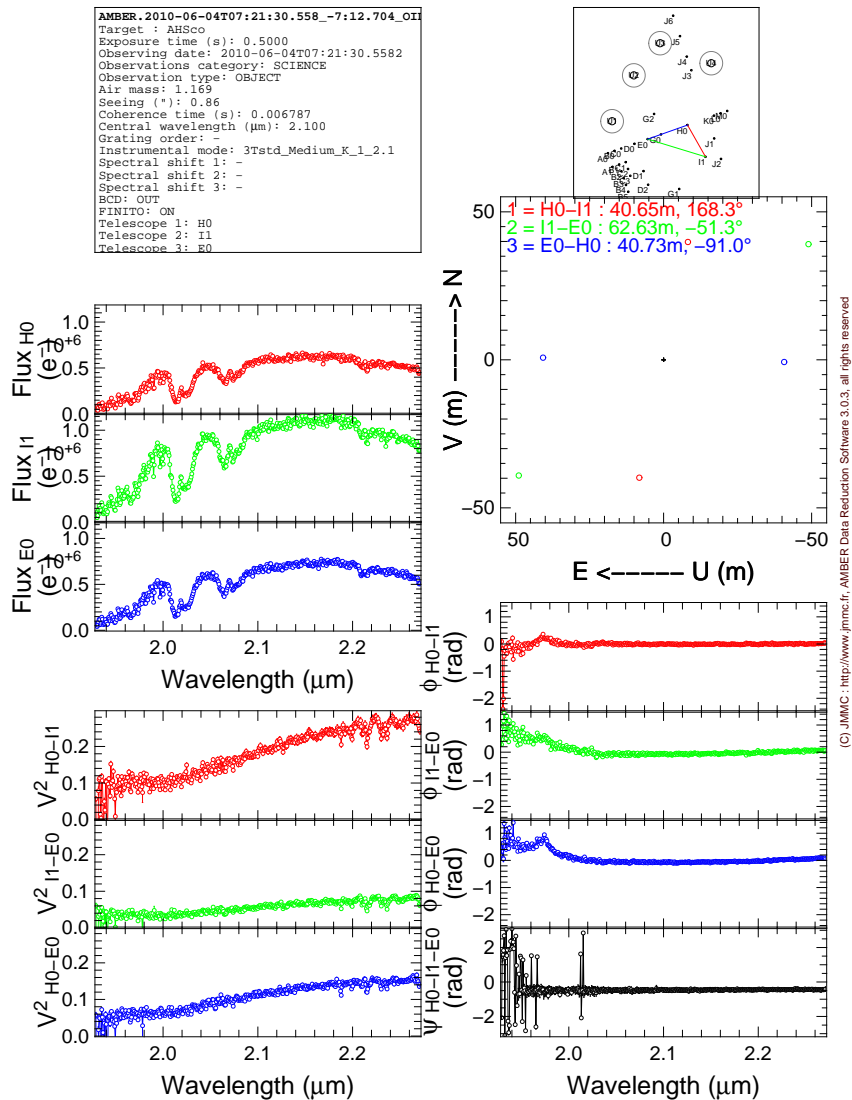


Figura 5.7: Ejemplo de observables interferométricos tras la reducción con `amdlib`.

5.3.1. Calibración en longitud de onda

El primer paso para poder trabajar con nuestros datos es calibrarlos en longitud de onda. Para ello, comparamos nuestro espectro con un espectro de referencia y estimamos cuánto debemos de desplazar (β) y contraer/expandir (α) nuestro espectro para que la correlación entre ambos espectros sea máxima. Una vez tengamos los valores de α y β , las nuevas longitudes de onda vendrán dadas por $\lambda_{cal} = \alpha * \lambda + \beta$. Nuestro espectro (S) viene dado por los espectros observados de los dos calibradores usados ($S_{cal_1}^j$ y $S_{cal_2}^j$, donde j denota el telescopio usado):

$$\begin{aligned}
 S_{cal} &= \frac{S_{cal_1}^1}{\langle S_{cal_1}^1 \rangle} + \frac{S_{cal_2}^1}{\langle S_{cal_2}^1 \rangle} + \frac{S_{cal_1}^2}{\langle S_{cal_1}^2 \rangle} + \\
 &+ \frac{S_{cal_2}^2}{\langle S_{cal_2}^2 \rangle} + \frac{S_{cal_1}^3}{\langle S_{cal_1}^3 \rangle} + \frac{S_{cal_2}^3}{\langle S_{cal_2}^3 \rangle} \\
 S &= \frac{S_{cal}}{\langle S_{cal} \rangle}
 \end{aligned} \tag{5.16}$$

donde $\langle \dots \rangle$ denota la media del espectro sobre todas las longitudes de onda.

Por otro lado, el espectro de referencia que usamos viene dado por:

$$\begin{aligned}
 S_{ref}^T &= S_{ref} * S_{trans} * S_{Lancon} * S_{iris} \\
 S_{ref}^F &= \frac{S_{ref}^T}{\langle S_{ref}^T \rangle}
 \end{aligned} \tag{5.17}$$

donde S_{ref} es un espectro de referencia entre $1.4 \mu\text{m}$ y $2.6 \mu\text{m}$ con $R \sim 1500$, S_{trans} es la curva de transmisión de AMBER, S_{Lancon} es el espectro de una estrella de referencia similar a nuestros calibradores (Lançon & Wood, 2000), y, por último, S_{iris} es la curva espectral de reflexión del sistema óptico de IRIS (el sensor de imagen en infrarrojo del VLTI). Todos estos espectros los interpolamos previamente a un *array* de longitudes de onda equidistantes.

5.3.2. Calibración del flujo

Los espectros que obtenemos como salida de `amdlib` están sin calibrar. Por lo tanto, para poder trabajar con ellos, en primer lugar debemos calibrarlos. Para ello usamos la respuesta del instrumento (r), que depende de los espectros de los calibradores observados (S_{cal}) y del espectro de referencia entre $1.4 \mu\text{m}$ y $2.6 \mu\text{m}$ que hemos usado también para la calibración de la longitud de onda (S_{ref}). La respuesta del instrumento y su error se calculan como:

$$\begin{aligned}
r_{ij} &= \frac{S_{\text{cal}_i}^j}{S_{\text{ref}}^j} \\
r &= \frac{\sum r_{ij}}{6} \\
\Delta(r) &= \sqrt{(\sigma(r))^2 + (r * 0,05)^2}
\end{aligned} \tag{5.18}$$

Donde i hace referencia al calibrador usado (cal_1 o cal_2) y j al telescopio (1, 2 o 3).

Una vez tenemos la respuesta del instrumento (r), la calibración de los espectros de cada uno de los telescopios ($S_{\text{sci}}^{C_j}$) se hace simplemente dividiendo los espectros de nuestras observaciones (S_{sci}^j) por dicha respuesta. Por último, para obtener el espectro final del objeto (S_{sci}^C), lo que hacemos es promediar el espectro calibrado de cada telescopio. En la ecuación 5.19 se muestran estos cálculos junto con el error del espectro final.

$$\begin{aligned}
S_{\text{sci}}^{C_j} &= S_{\text{sci}}^j / r \\
S_{\text{sci}}^C &= \frac{\sum S_{\text{sci}}^{C_j}}{3} \\
\Delta S_{\text{sci}}^C &= \sqrt{\left(\frac{\sigma(S_{\text{sci}}^j)}{r}\right)^2 + \left(\frac{S_{\text{sci}}^j}{r^2} \Delta(r)\right)^2}
\end{aligned} \tag{5.19}$$

El primer término del error del espectro calibrado viene dado por el error que se introduce al hacer el promedio de los espectros de cada uno de los telescopio, mientras que el segundo término viene dado por el error que introduce el cálculo de la respuesta del instrumento.

5.3.3. Calibración de la visibilidad

Al igual que sucede con los espectros, las visibilidades obtenidas con *amdlb* no están calibradas. Por lo tanto, lo primero que debemos hacer es calibrarlas. Para ello, usamos las funciones de transferencia de los calibradores. La función de transferencia (\mathcal{T}) viene dada por el cociente entre la visibilidad observada del calibrador (V_{cal}^m) y la visibilidad instrumental (V_{exp} , ver ecuaciones 5.20 y 5.21), donde la visibilidad instrumental se define como la visibilidad que se obtendría si un interferómetro perfecto observase una fuente uniforme de diámetro θ :

$$\mathcal{T}_1 = \frac{V_{\text{cal}_1}^m}{V_{\text{exp}}}; \quad \mathcal{T}_2 = \frac{V_{\text{cal}_2}^m}{V_{\text{exp}}} \tag{5.20}$$

$$V_{\text{exp}} = \frac{2J_1(\pi\theta_{\text{cal}}B/\lambda)}{\pi\theta_{\text{cal}}B/\lambda} \cdot I_\nu(T) \tag{5.21}$$

donde $I_\nu(T)$ es la intensidad de la radiación emitida por la estrella suponiendo que esta es un cuerpo negro con una cierta temperatura (T). Dicha intensidad viene dada por la ley de Planck.

El error de la función de transferencia viene dado por:

$$\Delta\mathcal{T} = \sqrt{\Delta\mathcal{T}_A^2 + \Delta\mathcal{T}_B^2} + 0,05^2$$

donde :

$$\Delta\mathcal{T}_A = \frac{\Delta V_{\text{cal}}^m}{V_{\text{exp}}}$$

$$\Delta\mathcal{T}_B = \frac{|\mathcal{T}_{\text{cal1}} - \mathcal{T}_{\text{cal2}}|}{2}$$

El valor de 0.05 en el error de la función de transferencia viene dado por un error sistemático que nosotros adoptamos en base a la experiencia de casos anteriores. Este término solo será relevante si se dispone únicamente de un calibrador, y por lo tanto $\mathcal{T}_{\text{cal1}} = \mathcal{T}_{\text{cal2}}$.

Una vez tenemos la función de transferencia, ya podemos calibrar las visibilidades de nuestro objeto (V_{sci}^c):

$$V_{\text{sci}}^c = \frac{V_{\text{sci}}^m}{0,5 \cdot (\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2)}; \Delta V_{\text{sci}}^c = \frac{V_{\text{max}}^c - V_{\text{min}}^c}{2}$$

donde :

$$V_{\text{max}}^c = \frac{V_{\text{sci}}^m + \Delta V_{\text{sci}}^m}{0,5 [(\mathcal{T}_1 - \Delta\mathcal{T}_1) + (\mathcal{T}_2 - \Delta\mathcal{T}_2)]} \quad (5.22)$$

$$V_{\text{min}}^c = \frac{V_{\text{sci}}^m - \Delta V_{\text{sci}}^m}{0,5 [(\mathcal{T}_1 + \Delta\mathcal{T}_1) + (\mathcal{T}_2 + \Delta\mathcal{T}_2)]}$$

Basándonos en la experiencia de casos anteriores, si ΔV_{sci}^c es menor que 0.1, el error de la visibilidad calibrada toma dicho valor. Es decir, adoptamos una cota inferior del 10%.

En este punto ya tenemos todos nuestros datos calibrados. Por lo tanto, ya podemos comenzar a trabajar con ellos.

5.3.4. Estimación del diámetro angular

Uno de los objetivos principales de esta tesis es determinar los parámetros fundamentales de las fuentes estudiadas. Para ello, en primer lugar, debemos determinar el diámetro angular de dichas fuentes. Para estimar este diámetro lo que hacemos es ajustar el continuo (entre $2.15 \mu\text{m}$ y $2.25 \mu\text{m}$) de nuestras visibilidades a las visibilidades obtenidas a partir de un modelo de disco uniforme (ecuación 5.23) o a partir del modelo hidrostático PHOENIX (ecuación 5.24).

$$V_{\text{UD}} = \frac{2J_1(\pi\theta B/\lambda)}{\pi\theta B/\lambda} \cdot I_\nu(T) \quad (5.23)$$

$$V_{\text{PHOENIX}} = \frac{\int I(r)r' J_1(\pi\theta B/\lambda r') dr'}{\int I(r)r' dr'} \quad (5.24)$$

donde $I(r)$ es la intensidad del modelo para cada uno de los radios de la estrella, y r' son los radios de la estrella normalizados al radio máximo del modelo. Ambos valores se obtienen directamente del modelo PHOENIX.

En el caso del modelo PHOENIX, el diámetro angular que se obtiene es el diámetro de la última capa de la estrella, pero lo que a nosotros nos interesa es el diámetro de la capa de Rosseland (donde la opacidad óptica es igual a $2/3$). De modo que el diámetro que obtenemos con este ajuste lo debemos multiplicar por un cierto factor. Dicho factor viene dado por el cociente entre el radio de la capa de Rosseland y la última capa de la estrella, ambos valores los obtenemos directamente de un fichero, asociado al modelo, que contiene información interna de este.

5.3.5. Resultados de la reducción de nuestros datos

En esta tesis hemos observado una muestra de estrellas supergigantes rojas: AH Sco (M4-5 I), UY Sct (M4 I), KW Sgr (M1.5 I), V602 Car (M3-4 I), HD 95687 (M3 I) y HD 183589 (M5 I). A modo de control, también hemos observado una muestra de estrellas gigantes rojas: ϵ Oct (M5 III), β Peg (M2.5 II-III), NU Pav (M6 III), ψ Peg (M3 III) y γ Hya (G8 III). La reducción de todas estas observaciones se ha hecho siguiendo los pasos explicados anteriormente. Los resultados se muestran en el apéndice A.

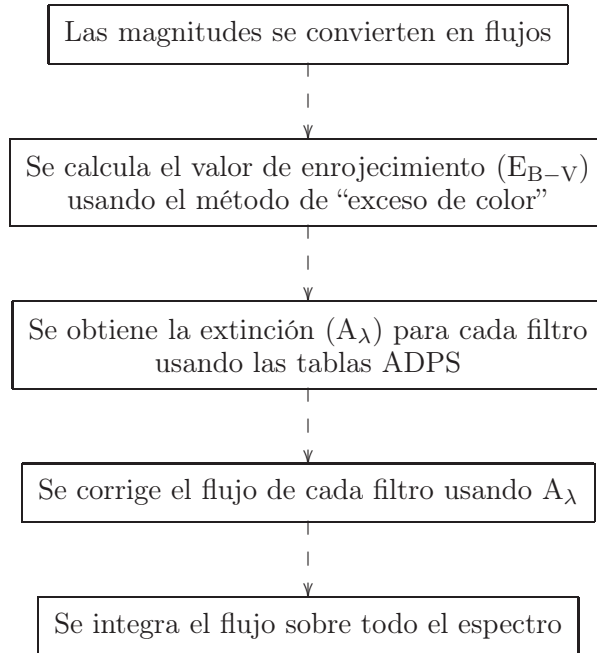
5.4. Cálculo de los parámetros fundamentales

Por último, en esta sección vamos a ver cómo hemos estimado los parámetros fundamentales de la estrella. Para ello necesitamos conocer además del diámetro angular, la distancia y el flujo bolométrico de la estrella. El flujo bolométrico lo estimamos a partir de las magnitudes de la estrella que obtenemos de la bibliografía, mientras que la distancia la obtenemos directamente de la bibliografía.

5.4.1. Flujo bolométrico

En esta tesis, el flujo bolométrico de la estrella lo hemos obtenido integrando el flujo de cada filtro, desde el óptico hasta el infrarrojo lejano. Los flujos se estiman a partir de las magnitudes medidas en cada filtro, y están corregidos de la extinción producida por el polvo del medio interestelar. Los

valores de las magnitudes los obtenemos de la bibliografía, mientras que los valores de la extinción los estimamos a partir del efecto de enrojecimiento que calculamos usando el método del “exceso de color”. En el siguiente esquema mostramos todos los pasos que hemos seguido para obtener el flujo bolométrico:



- Conversión de magnitudes en flujos:

En primer lugar, debemos convertir los valores de las magnitudes que hemos obtenido de la bibliografía en flujos. Para ello necesitamos el flujo de referencia de cada uno de los filtros usados. Este valor varía dependiendo del filtro y del sistema usado. En las tablas 5.2 y 5.3 se muestra el flujo de referencia de cada filtro para el sistema Johnson (1965) y el sistema 2MASS (Cohen et al., 2003). Se indican en rojo los filtros usados en esta tesis.

	U	B	V	R	I	J	K	L
λ (μm)	0.36	0.44	0.55	0.70	0.90	1.25	2.20	3.40
F_0^λ	4.35	7.20	3.92	1.76	8.30	3.40	3.90	8.10
($\text{W m}^2 \mu\text{m}^{-1}$)	10^{-8}	10^{-8}	10^{-8}	10^{-8}	10^{-9}	10^{-9}	10^{-10}	10^{-11}

Tabla 5.2: Flujo de referencia para el sistema Johnson (1965).

Una vez conocido el flujo de referencia (F_0^λ), y teniendo en cuenta que los dos sistemas están diseñados de tal manera que la magnitud de referencia (m_λ^0) es cero en todos sus filtros, ya podemos realizar la conversión de magnitudes a flujos:

	J	H	Ks
λ (μm)	1.24	1.66	2.16
F_0^λ ($\text{W m}^2 \mu\text{m}^{-1}$)	$3.12 \cdot 10^{-9}$	$1.13 \cdot 10^{-9}$	$4.28 \cdot 10^{-10}$

Tabla 5.3: Flujo de referencia para el sistema 2MASS.

$$F_{\text{star}}^\lambda = F_0^\lambda \cdot 10^{\frac{m_\lambda^0 - m_\lambda^{\text{star}}}{2.5}} \quad (5.25)$$

- Cálculo del enrojecimiento y de la extinción:

Schlegel et al. (1998) desarrollaron un programa que calculaba, a partir de las coordenadas galácticas de la estrella, su enrojecimiento y la extinción en cada una de sus longitudes de onda. Este programa integra todo el medio interestelar que hay en la dirección de la estrella, sin tener en cuenta la distancia a la que se encuentra. Si la estrella se encuentra alejada de la dirección del centro galáctico es una buena aproximación, pues no hay una gran cantidad de polvo en esa dirección. Sin embargo, si la estrella estudiada está en esa dirección la estimación es excesiva. La mayoría de nuestras fuentes se encuentran cerca del centro galáctico, por lo tanto este método no es adecuado. Por eso, en nuestro caso, hemos optado por obtener el valor del enrojecimiento utilizando un método más elaborado, el método de “exceso de color” y las ecuaciones descritas en Fiorucci & Munari (2003).

El método del exceso de color consiste en comparar la diferencia entre dos magnitudes de nuestra fuente (en nuestro caso, las obtenidas con los filtros V y K) con un valor predeterminado que obtenemos de Ducati et al. (2001). Este valor predeterminado $(V - K)_0$ depende del tipo espectral de la estrella estudiada y de su clase de luminosidad.

$$E_{V-K} = (V - K)_{\text{star}} - (V - K)_0 \quad (5.26)$$

Hemos decidido utilizar los filtros V y K_s , alejados entre sí, porque el método del exceso de color es más preciso cuanto más lejanos están los dos filtros en el espectro. Sin embargo, para determinar la extinción en cada longitud de onda, necesitamos conocer el valor del enrojecimiento, que se define como el “exceso de color” entre las bandas B y V (E_{B-V}). Por lo tanto, en primer lugar debemos de relacionar E_{V-K} y E_{B-V} :

$$\begin{aligned} E_{V-K_s} &= A_V - A_{K_s} = A_V - \frac{A_{K_s}}{A_V} \cdot A_V = \left(1 - \frac{A_{K_s}}{A_V}\right) A_V = \\ &= (1 - 0,12) 3,69 \cdot E_{B-V} \end{aligned} \quad (5.27)$$

donde hemos utilizado los valores de $A_{K_s}/A_V = 0,12$ y $A_V/E_{B-V} = 3,69$ de Fiorucci & Munari (2003). De este modo el enrojecimiento viene dado por:

$$E_{B-V} = \frac{1}{(1 - 0,12) \cdot 3,69} E_{V-K_s} \quad (5.28)$$

Una vez estimado el enrojecimiento de nuestra fuente, el siguiente paso es determinar la extinción. Para ello utilizamos un polinomio de segundo orden descrito por Fiorucci & Munari (2003):

$$A_\lambda = (\alpha_\lambda + \beta_\lambda \cdot E_{B-V}) \cdot E_{B-V} \quad (5.29)$$

Los valores de α y β dependen del filtro usado y del sistema de dicho filtro. Estos valores se obtienen de las tablas ADPS² (The Asiago Database on Photometry System). En la figura 5.8 mostramos, a modo de ejemplo, la tabla del filtro B del sistema de Johnson (1965), para explicar cómo obtener estos valores.

B				B β	Vega	Sun	K2	M2	Carbon
$\lambda_c = 4380$	$\lambda_c = 4425$	$\lambda_{peak} = 4150$	$\lambda_{gauss} = 4362$	4344	4371	4468	4569	4669	4814
WHM = 983	W10% = 1506	W80% = 642	FWHM = 928	[942]	[944]	[931]	[807]	[652]	[276]
$W_c = 988$	$\frac{A(\lambda)}{A(V)}$	$\frac{A(\lambda)}{A(V)}$	$\frac{A(\lambda)}{A(V)}$	$\frac{A(\lambda)}{A(V)}$	$\frac{A(\lambda)}{A(V)}$	$\frac{A(\lambda)}{A(V)}$	$\frac{A(\lambda)}{A(V)}$	$\frac{A(\lambda)}{A(V)}$	$\frac{A(\lambda)}{A(V)}$
$\mu = 361$	$\lambda_{2.0} = 1.19$	$\lambda_{1.16} = 1.19$	$a = 0.997$	$b = 1.079$	B β	WN	WC	PN N_e	PN N_e
$I_{asym} = 0.44$	$\lambda_{1.1} = 1.31$	$\lambda_{1.25} = 1.31$	$a = 1.003$	$b = 0.942$	Sun	4386	4440	4733	4416
$I_{kurt} = -0.53$	$\lambda_{2.1} = 1.46$	$\lambda_{1.38} = 1.47$	$\frac{A(\lambda)}{E(B-V)} : (4.124, 0.022)^{r=0.99}$	$\frac{A(\lambda)}{E(B-V)} : (4.304, 0.028)^{r=1.00}$	B β	$(4.304, 0.028)^{r=1.00}_{Sun}$	$(4.682, 0.003)^{r=0.59}_{M2}$		
	$\lambda_{eff} = 4420.2 + 131.9 \times E(B-V)$	$r = 1.00$	$W_{eff} = 1022.9 - 136.4 \times E(B-V)$	$r = -0.97$					
	$\lambda_{eff}(T) = 4313 + 210 \times \theta + 258 \times \theta^2$	$r = 1.28 \times \theta^3$	$W_{eff}(T) = 892 + 561 \times \theta - 960 \times \theta^2 + 238 \times \theta^3$						

$$\frac{A(\lambda)}{E_{B-V}} = \alpha + \beta E_{B-V} = (\alpha, \beta)_{\text{spectrum}}^r$$

Figura 5.8: Tabla ADPS para el filtro B del sistema de Johnson (1965).

- Corrección de la extinción y cálculo del flujo en cada filtro:

Una vez hemos estimado los flujos de cada filtro y el valor de la extinción en cada uno de estos filtros, el siguiente paso es corregir los flujos de la extinción:

$$F_{\text{corr}}^\lambda = F_{\text{star}}^\lambda \cdot 10^{\frac{A_\lambda}{2.5}} \quad (5.30)$$

- Estimación del flujo bolométrico:

El último paso para determinar el flujo bolométrico es integrar todos los flujos una vez se han corregido. Para ello usamos un programa de IDL

²<http://ulisse.pd.astro.it/Astro/ADPS/Systems/index.html>

(int_tabulated.idl). Este programa integra un conjunto de puntos que se encuentran en intervalos cercanos, usando la fórmula de integración de 5 puntos de Newton-Cotes. En nuestro caso, dichos puntos son los flujos corregidos de cada filtro:

$$F_{\text{bol}} = \int F_{\text{corr}}^{\lambda} d\lambda \quad (5.31)$$

5.4.2. Parámetros fundamentales

Una vez conocemos el diámetro angular de la estrella, el radio de esta se puede estimar fácilmente a partir de una relación trigonométrica, de tal forma que:

$$\text{tg}(\theta/2) \approx \theta/2 = \frac{R}{d} \rightarrow R = \frac{\theta d}{2} \quad (5.32)$$

El flujo bolométrico que observamos viene dado por la luminosidad de la estrella partido por el área iluminada. Donde el área iluminada es una esfera centrada en la estrella, cuyo radio es la distancia entre el observador y la estrella (d). Teniendo en cuenta todo esto, tenemos que:

$$F_{\text{bol}} = \frac{L}{A} = \frac{L}{4\pi d^2} \rightarrow L = 4\pi d^2 F_{\text{bol}} \quad (5.33)$$

Por último, teniendo en cuenta la ecuación de Stefan-Boltzmann para un cuerpo negro ($L = \sigma A T_{\text{eff}}^4$), donde A es el área de la superficie de la estrella ($A = 4\pi R^2$), y la definición que acabamos de ver para el radio de la estrella y su luminosidad, tenemos que la temperatura efectiva de la estrella viene dada por:

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{4F_{\text{bol}}}{\sigma\theta^2} \right)^{1/4} \quad (5.34)$$

Una vez hemos estimado los parámetros fundamentales, el último paso es estimar sus errores. Para ello usamos la propagación de errores:

$$(\Delta R)^2 = \left(\frac{\partial R}{\partial \theta} \Delta \theta \right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial d} \Delta d \right)^2 = \left(\frac{d}{2} \Delta \theta \right)^2 + \left(\frac{\theta}{2} \Delta d \right)^2 \quad (5.35)$$

$$\begin{aligned} (\Delta L)^2 &= \left(\frac{\partial L}{\partial d} \Delta d \right)^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial F_{\text{bol}}} \Delta F_{\text{bol}} \right)^2 = \\ &= (8\pi d F_{\text{bol}} \Delta d)^2 + (4\pi d^2 \Delta F_{\text{bol}})^2 \end{aligned} \quad (5.36)$$

$$\begin{aligned}
(\Delta T_{\text{eff}})^2 &= \left(\frac{\partial T_{\text{eff}}}{\partial F_{\text{bol}}} \Delta F_{\text{bol}} \right)^2 + \left(\frac{\partial T_{\text{eff}}}{\partial \theta} \Delta \theta \right)^2 = \\
&= \left(\frac{1}{2\sqrt{2}\theta(\sigma F_{\text{bol}}^3)^{1/4}} \Delta F_{\text{bol}} \right)^2 + \left(\frac{(F_{\text{bol}}/\sigma)^{1/4}}{\theta^{3/2}\sqrt{2}} \Delta \theta \right)^2 \quad (5.37)
\end{aligned}$$

En nuestro caso el diámetro angular utilizado es el diámetro angular de Rosseland (θ_{Ross}), definido previamente en la sección 5.3.4.

En el apéndice B se muestran a modo de resumen los parámetros fundamentales que hemos estimado para todos nuestros datos.

Capítulo 6

Spectro-interferometric study of RSGs

This chapter is based on the paper:

**Fundamental parameters and atmospheric structures of AH Sco,
UY Sct, and KW Sgr**

B. Arroyo-Torres, M. Wittkowski, J. M. Marcaide, and P. H. Hauschildt,
2013, A&A, 554, 76

Abstract

Aims: We present the atmospheric structure and the fundamental properties of the red supergiants (RSGs) AH Sco, UY Sct, and KW Sgr based on VLTI/AMBER observations.

Methods: We carried out spectro-interferometric observations of AH Sco, UY Sct, and KW Sgr in the near-infrared K band (1.92-2.47 μm) with the VLTI/AMBER instrument with spatial and spectral resolutions of 3 milliarcseconds and 1500, respectively, and compared the data to a new grid of hydrostatic PHOENIX model atmospheres.

Results: In our visibility data, we observe molecular layers of water and CO in extended atmospheres. For a uniform disk modeling, we observe size increases at the water band centered at 1.9 μm of 10% to 25% and at the CO bandheads at 2.3-2.5 μm of 20%-35% with respect to the near-continuum bandpass at around 2.20 μm . Our near-infrared spectra of AH Sco, UY Sct, and KW Sgr are well reproduced by the PHOENIX model atmospheres. The continuum visibility values are consistent with a limb-darkened disk as predicted by the PHOENIX models. However, the model visibilities do not predict the large observed extensions of the molecular layers. Comparing the continuum visibility values to PHOENIX models, we estimate the Rosseland-mean photospheric angular diameters of AH Sco, UY Sct, and KW Sgr

to be 5.81 ± 0.15 mas, 5.48 ± 0.10 mas, and 3.91 ± 0.25 mas, respectively. Together with the distance and the spectro-photometry, we calculate radii of $1411 \pm 124 R_{\odot}$ for AH Sco, $1708 \pm 192 R_{\odot}$ for UY Sct, and $1009 \pm 142 R_{\odot}$ for KW Sgr and effective temperatures of 3682 ± 190 K for AH Sco, 3365 ± 134 K for UY Sct, and 3720 ± 183 K for KW Sgr.

Conclusions: AH Sco, UY Sct, and KW Sgr exhibit extended atmospheric layers of H_2O and CO. The PHOENIX atmosphere models predict the spectra and the continuum visibility values, but cannot reproduce the large extensions of the molecular layers. This indicates that the opacities of the molecular bands are included, but that the model atmospheres are too compact compared to the observations. The observed extended layers may be levitated by processes such as pulsation or convection, which are not included in the hydrostatic atmospheric models. The location of the targets in the HR-diagram is confirmed to be close to, and possibly slightly to the right of, the Hayashi limit of recent evolutionary tracks corresponding to masses between about $20 M_{\odot}$ and $40 M_{\odot}$.

6.1. Introduction

Our research aims to investigate the circumstellar environment of red supergiants (RSGs) close to the photosphere, to obtain fundamental parameters, and to locate the stars in the Hertzsprung-Russell (HR) diagram. The characterization and location in the HR diagram are highly relevant to calibrating stellar evolutionary models for massive stars and understanding their further evolution towards Wolf-Rayet (WR) stars or supernovae.

The fundamental parameters and the atmospheric structure of RSGs have not been characterized well yet. Recent spectrophotometric observations compared to MARCS model atmospheres caused a dramatic revision of the location of RSGs in the HR diagram (Levesque et al. 2005; Massey et al. 2006). An initial interferometric survey of RSGs of spectral types G8–M2 (van Belle et al., 2009) is in broad agreement with these new spectroscopic results, with the exception of K type RSGs.

Interferometric observations of RSGs at continuum bandpasses have shown that the continuum photosphere can be well described by a limb-darkened disk (Perrin et al. 2004; Ohnaka et al. 2011) that is consistent with MARCS (Haubois et al., 2009) and PHOENIX (Witkowski et al., 2012) model atmosphere predictions. A study of the close red supergiant Betelgeuse (Ohnaka et al. 2009, 2011) suggests there are extended CO layers, which cannot be accounted for by classical hydrostatic model atmospheres. Other studies suggest the presence of extended and asymmetric water vapor layers in RSGs (Perrin et al. 2004, 2005; Witkowski et al. 2012). The mechanisms that levitate the mass to radii where the wind can be accelerated by the radiation pressure on dust grains have not yet been understood for RSGs, but are

crucial for the mass-loss process (Bladh & Höfner, 2012).

Recently, we used the VLTI/AMBER instrument to study the characteristics of the molecular layers of Mira variables and the red supergiant VY CMa, and demonstrated that this instrument, with its spectro-interferometric capabilities, is well suited to revealing both the angular diameter of the continuum photosphere at bandpasses with little contamination by molecular bands and the structure of the extended atmosphere (Wittkowski et al., 2011, 2012). In this paper we extend VLTI/AMBER studies to a larger sample of RSGs covering spectral types M1–M5, extending the sample of van Belle et al. (2009) to cooler spectral types.

The remainder of this paper is structured as follows. In Sect. 6.2 we describe our AMBER observations, the data reduction, and the first results. In Sect. 6.3 we explain the atmospheric model used. In Sect. 6.4 we report the results obtained from the model fitting and estimate the fundamental parameters. In Sect. 6.5 we discuss the atmospheric structure of our targets. Finally, in Sect. 6.6 we summarize our conclusions.

6.2. Observations and results

We observed the RSGs AH Sco (Simbad spectral type M4-5 Iab), UY Sct (M4 Ia), and KW Sgr (M1.5 Iab) with the ESO Very Large Telescope Interferometer (VLTI), utilizing three of the Auxiliary Telescopes of 1.8 m diameter. We used the "Astronomical Multi-BEam combineR" (AMBER) with the external fringe tracker FINITO (Petrov et al., 2007). We worked in medium-resolution mode ($R \sim 1500$) in the K-2.1 μm and K-2.3 μm bands (together covering wavelengths between 1.9 μm and 2.5 μm). We made our observations as sequences of cal-sci-cal (sci is the target and cal the calibrator), observing five scans for each of them. The log of the observations is reported in Table 6.1. The integration time (DIT) of each frame was 500 ms. The used calibrators were chosen from the ESO Calibrator Selector CalVin based on the catalog of Lafrasse et al. (2010). We chose τ Sgr (RA 19 06 56.4, DEC -27 40 13, spectral type K1 III and angular diameter 3.83 ± 0.04 mas) as an interferometric calibrator for AH Sco and UY Sct. For KW Sgr we chose HR 6583 (RA 17 42 51.1, DEC -36 56 44, spectral type K5 III and angular diameter 2.48 ± 0.18 mas) and 11 Sgr (RA 18 11 43.3, DEC -23 42 04, spectral type K0 III and angular diameter 1.43 ± 0.10 mas).

Raw visibility and closure phase values were obtained from our AMBER data using the latest version of the amdlib data reduction package (Tatulli et al. 2007; Chelli et al. 2009). We appended all scans taken consecutively from the same source. Later, we selected and averaged the resulting visibilities of each frame using different criteria. In our case, the criteria were based on the baseline flux and on the fringe signal-to-noise ratio (SNR, for

Target (Sp. type)	Date	Mode K- μm	Baselines BL1/BL2/BL3 m	PA deg
AH Sco	2010-06-04	2.1	40.6/40.4/62.3	168/-51/-91
(M4-5)	2010-06-04	2.3	40.8/45.2/66.7	159/-63/-99
UY Sct	2010-06-04	2.1	37.6/43.4/58.5	163/-64/-103
(M4)	2010-06-04	2.3	36.9/37.4/49.8	172/-56/-102
KW Sgr	2012-04-21	2.1	62.9/71.5/70.1	64/-178/129
(M1.5)	2012-04-21	2.3	63.7/71.4/71.5	73/-170/137

Tabla 6.1: VLTI/AMBER observations. The AMBER instrument mode is K-2.1 μm (medium-resolution mode with range 1.92-2.26 μm) or K-2.3 μm (2.12-2.47 μm). The baseline is the projected baseline length for the AT VLTI baseline used.

more information see the AMBER Data Reduction Software User Manual¹). The baseline flux of baseline i-j is defined as $\sqrt{f_i f_j}$, with f_i and f_j being the flux from stations i and j comprising the baseline i-j. We selected all frames that have a baseline flux that is, at least, three times larger than the associated noise and 80% of the remaining frames with best fringe SNR. After that, we performed the absolute wavelength calibration by correlating the AMBER flux spectra with a reference spectrum that included the AMBER transmission curves, the telluric spectrum estimated with ATRAN (Lord et al., 1992), and the expected stellar spectrum, using the BS 4432 spectrum from Lançon & Wood (2000). We selected this star because it has a spectral type similar to our calibrators (the spectral type of our calibrator are: K1 III, K5 III, and K0 III and the spectral type of BS 4432 is K4.5 III). Then, we calibrated the flux and the visibility spectra. A relative flux calibration of the target was performed by using the calibrator and the BS 4432 spectrum. Calibrated visibility spectra were obtained by using the average of two transfer function measurements taken before and after each science target observation. For the observation of AH Sco with the K-2.3 setting, the calibrator scans taken before had a low quality. In this case we used only one calibrator. The error of the transfer function ($\Delta\mathcal{T}$) was calculated as a function of two terms (\mathcal{T}_A and \mathcal{T}_B). The first one was obtained by error propagation ($\mathcal{T}_A = 1/V_{inst} * \Delta V_{cal}^m$), and the second one as $\mathcal{T}_B = |\mathcal{T}_1 - \mathcal{T}_2|/2$, where \mathcal{T}_1 and \mathcal{T}_2 are the transfer functions of cal₁ and cal₂. When we used only one calibrator, we set \mathcal{T}_B to a value of 0.05, as obtained from our other observations.

Figures 6.1, 6.2, and 6.3 show the resulting flux and visibility data of AH Sco, UY Sct, and KW Sgr, respectively, together with predictions by

¹<http://www.jmmc.fr/doc/approved/JMMC-MAN-2720-0001.pdf>

model atmospheres, which will be discussed in the following sections.

The normalized flux spectra (top panels of Figs. 6.1-6.3) show typical spectra of red supergiants, as observed for instance by Lançon et al. (2007). They show a decreasing flux between $1.9 \mu\text{m}$ and $2.5 \mu\text{m}$ and exhibit strong absorption features of CO. The flux variations at wavelengths below about $2.05 \mu\text{m}$ are due to a higher noise level, possibly caused by the lower atmospheric transmission. These features are not seen in the visibility. The visibility curves (2nd panels) show a maximum near $2.25 \mu\text{m}$, and a decrease towards the water bands (centered at $1.9 \mu\text{m}$) and at the positions of the CO bandheads ($2.3 \mu\text{m}$ to $2.5 \mu\text{m}$).

The uniform disk diameter calculated from our data as a function of wavelength (3rd panels), exhibits a minimum with a constant diameter at $2.20\text{-}2.25 \mu\text{m}$, and it increases in the H_2O band and the CO bandheads. In the water band, the increase is about 25 % for AH Sco, 16 % for UY Sct, and 10 % for KW Sgr compared to the near-continuum bandpass ($2.15\text{-}2.25 \mu\text{m}$). In the CO bandheads it increases by about 65 % for AH Sco, 45 % for UY Sct, and 25 % for KW Sgr. The decrease in the visibility and the corresponding increase in the UD diameter indicates a larger contribution from extended intensity at the molecular bands (water vapor and CO). These results prove there are extended molecular layers of H_2O and CO in AH Sco, UY Sct, and KW Sgr. The presence of molecular layers in the extended atmospheres of red supergiants is consistent with other observations of RSGs, such as VY CMa, μ Cep, and Betelgeuse (Perrin et al. 2004, 2005; Tsuji 2006; Ohnaka et al. 2009, 2011; Wittkowski et al. 2012).

In Figs. 6.1-6.3 (3rd panels), we also show the uniform disk diameter predicted by the best-fit PHOENIX models. According to these results, the PHOENIX model is significantly more compact than observed. In particular, the observed extended water bands are not seen in the PHOENIX model predictions, and the observed CO layers are included in the models but significantly more compact compared to our observations. These findings are consistent with the observations of AGB stars by Martí-Vidal et al. (2011).

The closure phases (bottom panels) show low values of ≤ 10 deg in both bands (K- $2.1 \mu\text{m}$ and K- $2.3 \mu\text{m}$) and do not indicate deviations from point symmetry. However, because of the limited angular resolution of our observations that correspond to visibility measurements within the first lobe, we cannot exclude asymmetries on scales smaller than the stellar disk as observed, for instance, by (Wittkowski et al., 2012) for VY CMa.

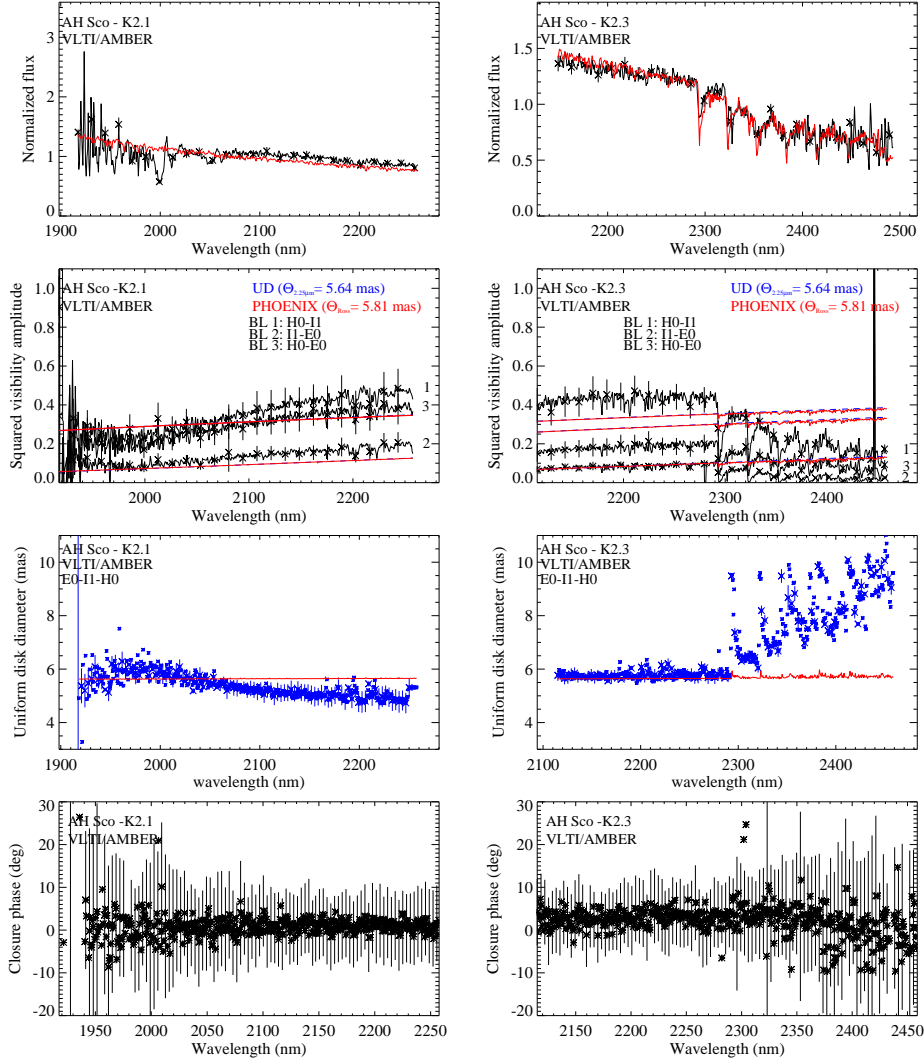


Figure 6.1: Left: Observed (black) normalized flux, squared visibility amplitudes, UD diameters predicted from our data (blue) and from the best-fit PHOENIX model (red), and closure phases in degree (from top to bottom) of AH Sco obtained with the MR-K $2.1\ \mu\text{m}$ setting. Right: Same as left but obtained with the MR-K $2.3\ \mu\text{m}$ setting. The blue curves show the best-fit UD model, and the red curves the best-fit PHOENIX model prediction. For the baseline lengths and position angles, see Table 6.1. In the 2nd panel on the left, two model lines overlap, corresponding to baselines of 40.6m and 40.4m.

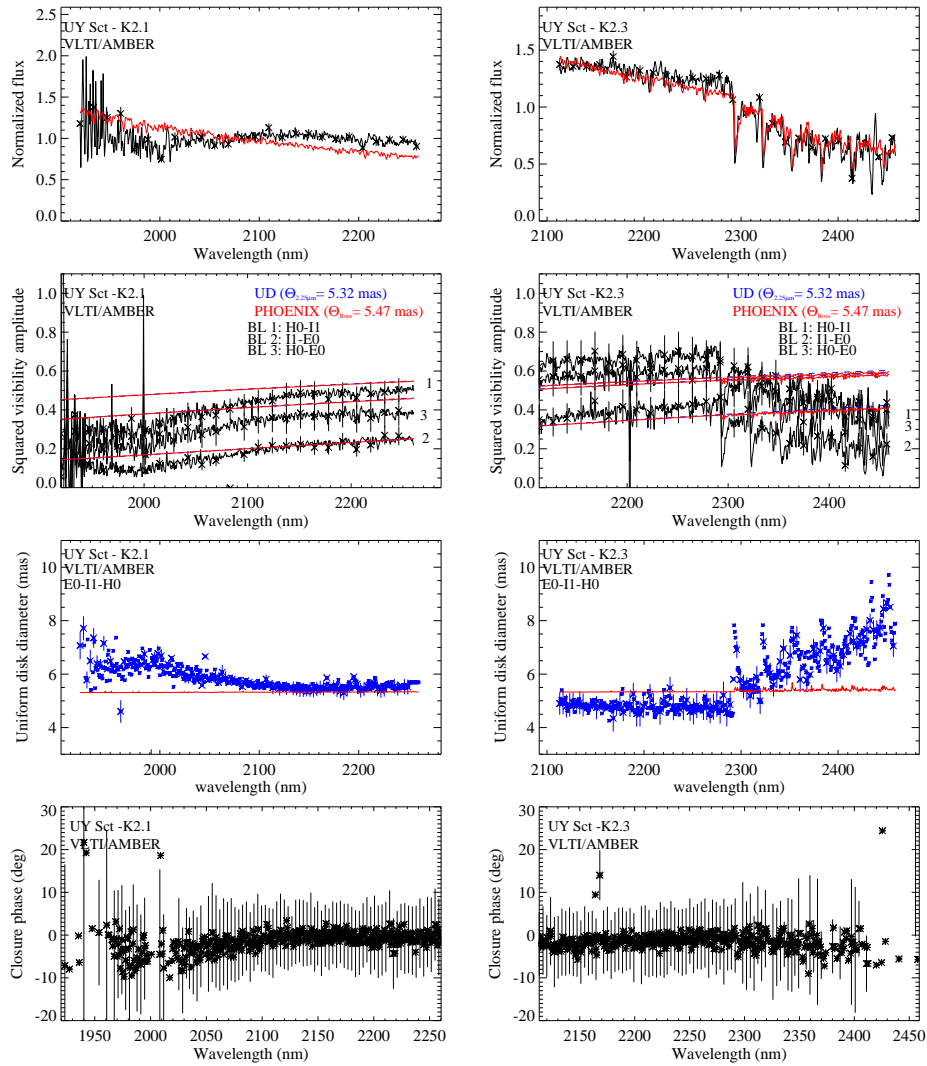


Figure 6.2: As Fig. 6.1, but for UY Sct.

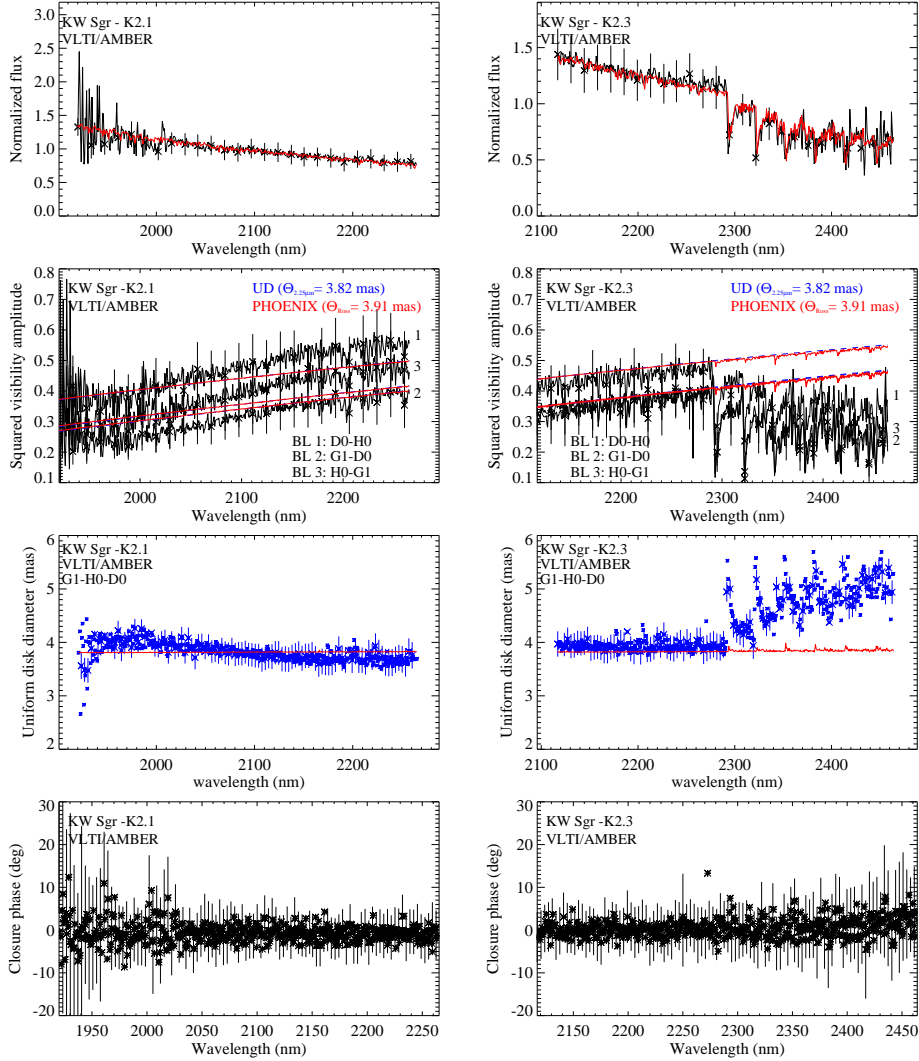


Figura 6.3: As Fig. 6.1, but for KW Sgr.

6.3. A new grid of PHOENIX model atmospheres

After the data reduction, we compared our results to PHOENIX model atmosphere predictions to determine the angular diameter of our sources and their fundamental parameters. Here, we describe the general properties of our new grid of PHOENIX model atmospheres, while the comparison to our data is presented below in Sects. 6.4 and 6.5. We used version 16.03 of the PHOENIX code (for a general description see Hauschildt & Baron 1999). The code assumes a hydrostatic atmosphere and local thermodynamic equilibrium (LTE) and computes $7 \cdot 10^5$ atomic lines and $9 \cdot 10^7$ molecular lines. Comparing results obtained with a spherical geometry and a plane-parallel

geometry, the difference between the two geometries is greater for lower T_{eff} (Hauschildt et al., 1999b). As our targets are expected to show relatively low effective temperatures between 3200 K and 3700 K, we used a spherical geometry.

We computed a new grid of a total of 127 PHOENIX model atmospheres with effective temperatures ranging between 2500 K and 3900 K, surface gravities between $\log(g)=-0.5$ and $\log(g)=4.0$ in steps of 0.5, and masses of $1 M_{\odot}$ and $20 M_{\odot}$. We also computed models with a low mass because we plan to fit these models to red giants in a future work. We used solar metallicity and a micro-turbulent velocity of 2 km/s for all models. We tabulated model intensity profiles at 64 viewing angles for wavelengths from $1.8 \mu\text{m}$ to $2.5 \mu\text{m}$ in steps of 0.01. Afterward, we averaged the monochromatic intensity profiles to match the spectral channels of the individual observations and computed the flux integrated over the stellar disk, as well as the visibility values for the baseline used (for more information on this procedure, see Wittkowski et al. 2004).

The modeling of atmospheres of cold giant stars, such as AH Sco, UY Sct, and KW Sgr, is complicated because of two effects, the treatment of molecular opacities and their spherical extension of the atmospheres Hauschildt et al. (1999b). In the next section we discuss the comparison to our data and the impact of these effects.

6.4. Fundamental parameters

We estimated fundamental stellar properties of our sources, in particular the effective temperature and luminosity, to place them on the HR diagram and to compare them to stellar evolutionary tracks. The estimate of the effective temperature was based on our interferometric measurement of the angular diameter and the bolometric flux. The luminosity was derived based on the bolometric flux and the adopted distance.

Previous observations of RSGs have shown that continuum interferometric data near wavelengths of $2.20 \mu\text{m}$ are represented well by simple limb-darkened disks as predicted by hydrostatic model atmospheres (Perrin et al. 2004; Ohnaka et al. 2009, 2011; Wittkowski et al. 2012). Haubois et al. (2009) obtained similar results in the H -band. Here, we fitted our continuum data at wavelengths of 2.15 - $2.25 \mu\text{m}$ to our new PHOENIX model atmospheres and derived the angular diameter corresponding to the model layer where the Rosseland optical depth equals $2/3$ (the ‘‘Rosseland angular diameter’’). We used a scaled visibility function of the form

$$V(A, \theta_{\text{Ross}}) = A * V^{\text{PHOENIX}}(\theta_{\text{Ross}}), \quad (6.1)$$

where $V^{\text{PHOENIX}}(\theta_{\text{Ross}})$ is the synthetic visibility function based on the

PHOENIX model with Rosseland angular diameter (θ_{Ross}) alone, and where A allows the attribution of a fraction of the flux to an over-resolved dust component.

We used initial parameters of the PHOENIX model based on the effective temperature values by van Loon et al. (2005) of $T_{\text{eff}}=3574$ K for AH Sco and UY Sct and of $T_{\text{eff}}=3895$ K for KW Sgr. We adopted a surface gravity of $\log(g)=-0.5$ for red supergiants. With these models, we obtained the Rosseland angular radius. Then, we derived the fundamental parameters using the Rosseland angular radius, the bolometric flux, and the distance (as described below in this section). After that, we derived the surface gravity $\log(g)$ from the linear Rosseland radius and the assumed stellar mass (estimated from the position of the stars in the HR diagram, 7-10 M_{\odot}). Then, we obtained a new model using the effective temperature and $\log(g)$ of our grid closest to the derived values (keeping the chemical composition, micro-turbulent velocity, and stellar mass fixed). We iterated it until the effective temperature and $\log(g)$ converged. Finally, we used PHOENIX model atmospheres with parameters $T_{\text{eff}}=3600$ K, $\log(g) = -0,5$ for AH Sco; $T_{\text{eff}}=3400$ K, $\log(g) = -0,5$ for UY Sct; and $T_{\text{eff}}=3700$ K, $\log(g) = 0,0$ for KW Sgr. We chose $M=20 M_{\odot}$. Our current model grid includes only masses of 1 M_{\odot} and 20 M_{\odot} , since the structure of the atmospheres is not very sensitive to mass (Hauschildt et al., 1999b), and the differences in our final parameters based on 1 M_{\odot} and 20 M_{\odot} models are well within the errors.

We obtained best-fit Rosseland angular diameter values of $\theta_{\text{Ross}}=(5.81 \pm 0.15)$ mas, (5.48 ± 0.10) mas, and (3.91 ± 0.25) mas for AH Sco, UY Sct, and KW Sgr, respectively, together with scale factors A of 0.81, 0.94, and 1.0. For KW Sgr, we initially obtained a scale factor of 1.08, which we reset to 1.0, since a factor greater than unity is not physically possible owing to a dust component. Using a scaled UD model instead of the PHOENIX model atmospheres, we obtained UD angular diameter values of $\theta_{\text{UD}}=(5.64 \pm 0.15)$ mas for AH Sco, (5.32 ± 0.10) mas for UY Sct, and (3.82 ± 0.25) mas for KW Sgr. The errors include the statistical errors and systematic errors caused by calibration uncertainties. We estimated these errors from the differences between the visibility curves lying at the maximum and minimum of our data.

AH Sco	U	B	V	R	I	J	H	Ks	L	12	25	60	100
λ (μm)	0.36	0.45	0.55	0.7	0.9	1.235	1.662	2.159	2.4	-	-	-	-
mag	-	10.03	7.46	5.37	2.55	1.88	1.008	0.415	-	-	-	-	-
Flux (10^{-11} W / m ² μm)	-	0.65	7.42	12.5	79.6	55.02	44.8	29.2	-	1.31	0.168	0.006	0.001
UY Sct	U	B	V	R	I	J	H	Ks	L	12	25	60	100
λ (μm)	0.36	0.45	0.55	0.7	0.9	1.235	1.662	2.159	2.4	-	-	-	-
mag	14.89	11.6	9.00	6.60	4.04	2.34	1.24	0.73	0.28	-	-	-	-
Flux (10^{-11} W / m ² μm)	0.0046	0.14	0.88	4.03	20.5	36.1	36.2	21.9	6.26	0.54	0.093	0.003	0.008
KW Sgr	U	B	V	R	I	J	H	Ks	L	12	25	60	100
λ (μm)	0.36	0.45	0.55	0.7	0.9	1.235	1.662	2.159	2.4	-	-	-	-
mag	14.66	11.45	8.98	6.40	3.82	2.83	1.77	1.27	0.91	-	-	-	-
Flux (10^{-11} W / m ² μm)	0.0057	0.18	0.89	4.85	24.7	22.98	22.15	13.27	3.50	0.52	0.07	0.0015	0.009

Tabla 6.2: The broadband photometry was obtained from Humphreys & Ney (1974), Kharchenko (2001), Cutri et al. (2003), and Beichman et al. (1988). Zero-magnitude flux values are from Skinner (1996) for *UBVRI* filter and from Cohen et al. (2003) for *JHK* filter. The flux values given in this table are not dereddened.

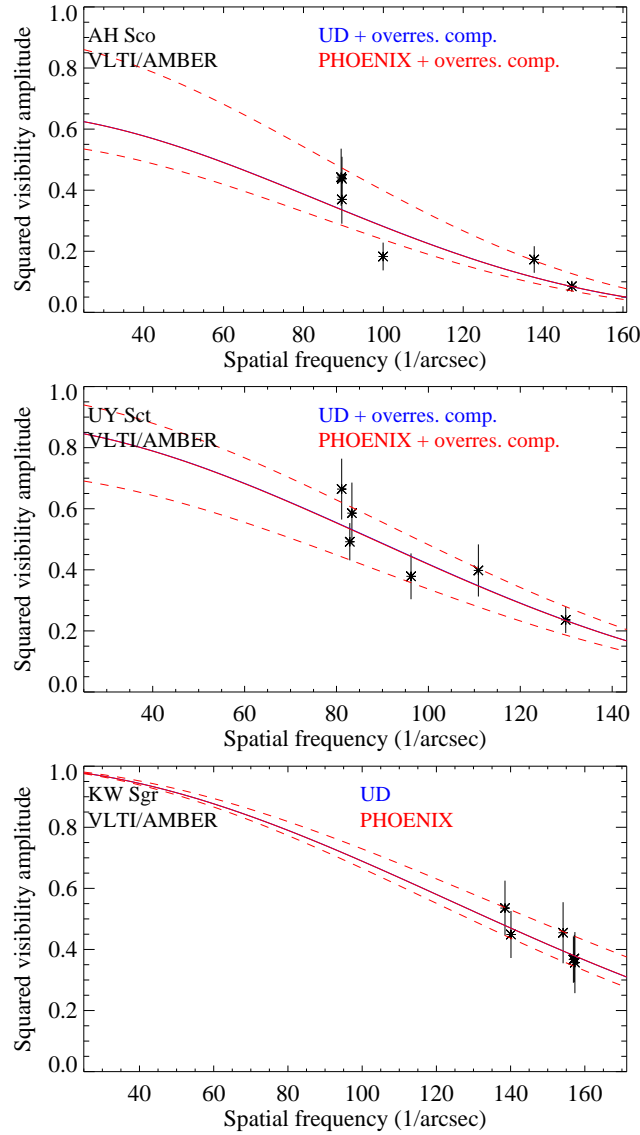


Figure 6.4: Average of squared visibility amplitudes taken in the near-continuum bandpass at $2.15\text{-}2.25\ \mu\text{m}$ (one average per baseline and band) for AH Sco (top), UY Sct (middle), and KW Sgr (bottom) as a function of spatial frequency. The red lines indicate the best-fit UD models and the blue lines the best-fit PHOENIX models. The dashed lines are the maximum and minimum visibility curves, from which we estimated the errors of the angular diameters.

Figure 6.4 shows the average of continuum visibility data as a function of spatial frequency (one average per baseline and band). Here, the drawn error of the visibility data was computed as an average of the individual

errors, since the errors are dominated by systematic effects. However, the model fit was based directly on the individual data points. Also shown are the maximum and minimum curves corresponding to our adopted error of the angular diameter. The synthetic flux and visibility values of the best-fit models are indicated in Figs. 6.1, 6.2, and 6.3, together with the observed values and with the best-fit UD model, in all wavelengths.

To obtain the bolometric flux of our targets, we used *URI* magnitudes from Humphreys & Ney (1974), *BV* magnitudes from Kharchenko (2001), *JHK* magnitudes from Cutri et al. (2003), and the IRAS fluxes (Beichman et al. 1988). We converted the magnitudes into fluxes using the zero values from the Skinner (1996) and the 2MASS (Cohen et al., 2003) system.

We dereddened the flux values using an estimated E_{B-V} value based on the $V - K$ color excess method. KW Sgr belongs to the OB5 Sgr association. Here, we used the B stars of this association to calculate a mean E_{B-V} value. AH Sco and UY Sct are not known to belong to a cluster, so that we estimated E_{B-V} using their own magnitudes. We used the ratios $A_K/A_V = 0,12$, $A_V/E_{B-V} = 3,69$ for the M stars and $A_V/E_{B-V} = 3,1$ for the B stars from Fiorucci & Munari (2003). We estimated the de-reddened value (A_λ) using $A_\lambda = (\alpha_\lambda + \beta_\lambda * E_{B-V}) * E_{B-V}$, where α_λ and β_λ are taken for each filter from Moro & Munari (2000). We obtained E_{B-V} values of 0.54 mag for AH Sco, 0.92 mag for UY Sct, and 0.98 mag for KW Sgr. For comparison, Levesque et al. (2005) estimate $E_{B-V} = 0.93 \pm 0.33$ for KW Sgr. Finally, we integrated the spectro-photometric values to obtain the bolometric flux.

It is difficult to find information on the variability of the bolometric flux in RSGs. We (conservatively) estimated the variability of the bolometric flux using an extrapolation of the relationship obtained by Whitelock et al. (2000) related to the Hipparcos variability, although this relationship was derived from AGB stars, mostly Mira stars, with larger variability. The final estimated errors are of 15 % for UY Sct and KW Sgr, and of 20 % for AH Sco. The effective temperature was estimated based on the Rosseland angular diameter and the bolometric flux.

The adopted distances to our targets are taken from MelNik & Dambis (2009) for KW Sgr and from Chen & Yan (2008) for AH Sco. For UY Sct we used the mean of the distances obtained by Sylvester et al. (1998) and the distance obtained with the rule of (Jura et al. 1989; $A_K \sim 0.15$ per kpc distance).

Table 6.3 summarizes the fundamental parameters for our targets. The resulting effective temperatures are $T_{\text{eff}} = 3682 \pm 190$ K for AH Sco, 3365 ± 134 K for UY Sct, and 3720 ± 183 K for KW Sgr. Figure 6.5 shows the effective temperatures of our targets versus their spectral types as listed in Table 6.1. Also shown are three additional RSGs that have been observed in a similar way using the VLTI/AMBER instrument, which are VX Sgr (Chiavassa et al., 2010b), Betelgeuse (Ohnaka et al., 2009, 2011), and VY

CMa (Wittkowski et al., 2012). We calculated the effective temperature and luminosity of Betelgeuse using the angular diameter obtained by Ohnaka et al. ($\theta_{LD}=42.49 \pm 0.06$ mas), the distance from Harper et al. (2008) ($d=197 \pm 47$ pc), and the bolometric flux calculated by us in the same way as for our program stars ($f_{bol}=(1.07 \pm 0.16) 10^{-10} \text{ W m}^2$). We estimated the effective temperature to be 3620 ± 137 K. This value is consistent with the estimated by Perrin et al. (2004) of 3641 ± 53 K, Haubois et al. (2009) of 3600 ± 66 K, and Ohnaka et al. (2011) of 3690 ± 54 K. Likewise, we calculated the properties of VX Sgr using the photospheric angular diameter of 8.82 ± 0.5 mas by Chiavassa et al. (2010b), the distance of 1570 ± 270 pc by Chen et al. (2007), and the bolometric flux calculated by us ($f_{bol}=(5.00 \pm 1.0) 10^{-9} \text{ W m}^2$).

Parameter	AH Sco	UY Sct	KW Sgr	Ref.
f_{bol} (10^{-9} W m^{-2})	2.07 ± 0.41	1.28 ± 0.19	0.97 ± 0.15	1
d (pc)	2260 ± 190	2900 ± 317	2400 ± 300	2
L (10^{32} W)	1.26 ± 0.33	1.29 ± 0.34	0.67 ± 0.20	3
$\log(L/L_{\odot})$	5.52 ± 0.26	5.53 ± 0.27	5.24 ± 0.29	-
θ_{Ross} (mas)	5.81 ± 0.15	5.48 ± 0.10	3.91 ± 0.25	4
$R(R_{\odot})$	1411 ± 124	1708 ± 192	1009 ± 142	5
T_{eff} (K)	3682 ± 190	3365 ± 134	3720 ± 183	6
$\log(T_{eff})$	3.57 ± 0.05	3.53 ± 0.04	3.57 ± 0.05	-

Tabla 6.3: Fundamental parameters of AH Sco, UY Sct, and KW Sgr. 1: Humphreys & Ney (1974), Kharchenko (2001), Cutri et al. (2003), Beichman et al. (1988). 2: Chen & Yan (2008) - AH Sco, Sylvester et al. (1998) - UY Sct, MelNik & Dambis (2009) - KW Sgr. 3: from 2 and 1; 4: This work; 5: from 4 and 2; 6: from 5 and 3.

It has been discussed that VX Sgr may be either a relatively massive AGB star or a red supergiant (Chiavassa et al., 2010b). Our values suggest that VX Sgr is an RSG, so we used the spectral type of M4Ia by Humphreys et al. (1972) instead of the Simbad classification of M5/M6 III by Houk & Smith-Moore (1988). For comparison, Fig. 6.5 includes the calibrations of the effective temperature scales by Humphreys & McElroy (1984), Massey & Olsen (2003), Levesque et al. (2005), van Belle et al. (2009). Our values confirm the more recent calibrations by Levesque et al. and van Belle et al. In particular, KW Sgr and Betelgeuse are in very good agreement with the scale by Levesque et al., while the cooler sources show a larger scatter, but are consistent with both of these calibrations within 1-2 σ . This scatter may be caused by an erroneous calibration, and also conceivable variations of the spectral type (Humphreys et al., 1972).

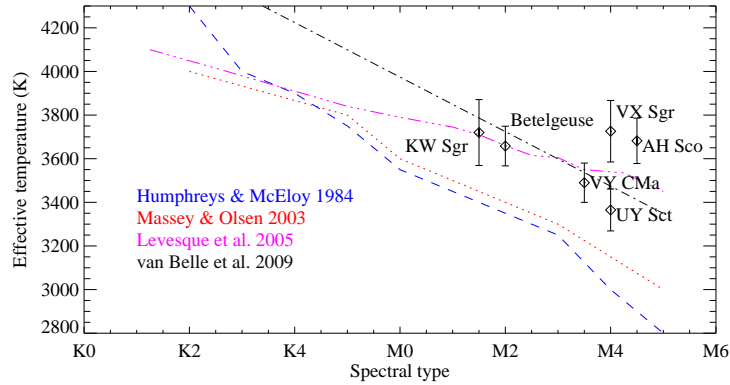


Figure 6.5: Effective temperature versus spectral type of our sources and VY CMa, VX Sgr and Betelgeuse. Also we show the scales of Humphreys & McElroy (1984), Massey & Olsen (2003), Levesque et al. (2005), van Belle et al. (2009)

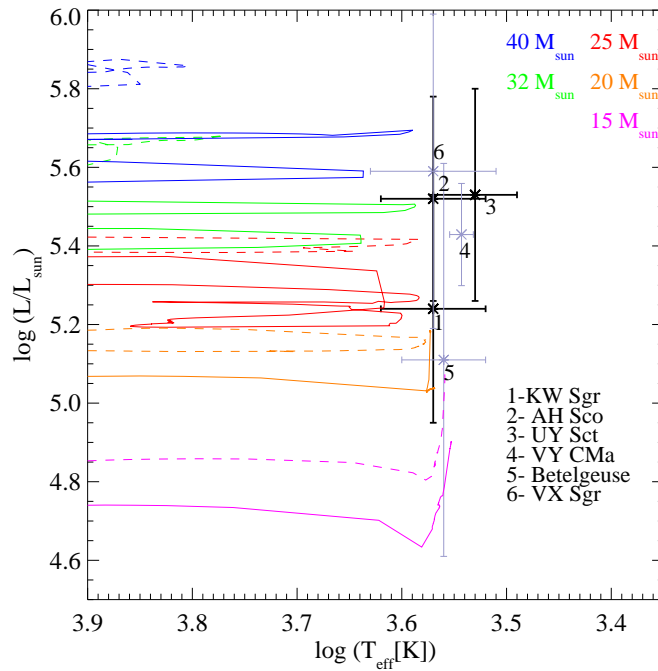


Figure 6.6: Location of AH Sco, UY Sct, and KW Sgr in the HR diagram using our fundamental parameters. Also shown is the position of VY CMa from Wittkowski et al. (2012), Betelgeuse from Ohnaka et al. (2011), and VX Sgr from Chen et al. (2007) and Chiavassa et al. (2010b). The positions of the stars are compared to evolutionary tracks from Ekström et al. (2012) for masses of $15 M_{\odot}$, $20 M_{\odot}$, $25 M_{\odot}$, $32 M_{\odot}$, and $40 M_{\odot}$. The solid lines are models without rotation, and the dashed lines are with rotation.

Figure 6.6 shows the positions of AH Sco, UY Sct, and KW Sgr in the Hertzsprung-Russell (HR) diagram, together with the recent evolutionary tracks from Ekström et al. (2012). Also shown are the positions of VY CMa, Betelgeuse, and VX Sgr as discussed above. The targets are located close to the red limits of these tracks. AH Sco and UY Sct are close to the evolutionary tracks corresponding to an initial mass of $25 M_{\odot}$ with rotation or $30\text{--}40 M_{\odot}$ without rotation. KW Sgr is consistent with evolutionary tracks corresponding to masses ranging from $20 M_{\odot}$ with or without rotation, to $40 M_{\odot}$ without rotation. The positions of our targets with higher mass ($\geq 20 M_{\odot}$) are drawn slightly to the right of the Hayashi limit. This may be consistent with Fig. 3c of Levesque et al. (2005), where several sources of this mass are placed slightly to the right, too. This may indicate that sources of this mass are not in hydrostatic equilibrium. Our measurements are based on direct measurements of the angular diameter and the bolometric flux, and thus provide an independent determination of the location of red supergiants in the HR diagram compared to the approach by Levesque et al. (2005), which was based on a comparison of spectro-photometry to hydrostatic MARCS model atmospheres.

6.5. Atmospheric structure

Previous studies have demonstrated that near-infrared spectra of RSGs are predicted reasonably well by static PHOENIX model atmospheres Lançon et al. (2007), but that discrepancies are observed in detailed spectral features toward the coolest stars. Lançon et al. (2007) noted that these discrepancies may be related to the variability of these sources and the higher micro-turbulent velocities.

The top panels of Figs. 6.1-6.3 indicate the flux spectra of the best-fit PHOENIX model atmospheres compared to the observed flux spectra. They show a good agreement of the overall shapes of the $1.9\text{--}2.5 \mu\text{m}$ spectra, and in particular good agreement of the strengths of the CO bandheads. The largest deviations are observed for the spectral shape of the very cool M4 supergiant UY Sct. Overall, our results on the *K*-band spectra are consistent with those by Lançon et al. (2007).

The synthetic interferometric visibility spectra of the best-fit PHOENIX models are compared to the observed visibility spectra in the second panels of Figs. 6.1-6.3. Considering the errors bars, the continuum visibility values are consistent with a limb-darkened disk. This comparison shows that the large observed drops of the visibility function at the locations of the CO bandheads between $2.3 \mu\text{m}$ and $2.5 \mu\text{m}$, as well as of the broad H_2O feature centered on $1.9 \mu\text{m}$ are not reproduced by the PHOENIX model atmospheres that we used here. The synthetic visibility spectra show features at the location of the CO bandheads, but which are much weaker than the observed features. The

observed drops of the visibility at the H₂O feature centered on 1.9 μ m are not visible in the model visibility spectra.

These results indicate that the opacities of CO are included in the PHOENIX models providing a satisfactory fit to the *K*-band spectra, but that the extension of these molecular layers are too compact in the models compared to our observations. This result is consistent with the similar observations of the RSG VY CMa by Wittkowski et al. (2012) and the results shown by Lançon et al. (2007). The satisfactory fit to stellar spectra, together with an unsatisfactory fit to interferometric visibilities, illustrates the importance of interferometric observations in addition to spectral observations to fully constrain and test stellar model atmospheres, as noted previously by, e.g., Wittkowski et al. (2006) and Paladini et al. (2011). In a future work, it may be possible to extend PHOENIX model atmospheres farther out, for instance by attaching a slow wind to the atmosphere, or by considering NLTE in the molecular lines or 3D structures.

The levitation of gas to radii where dust particles can condense and be accelerated by radiative pressure, as observed here, is an important ingredient in our understanding of the formation of stellar winds of cool giant and supergiant stars (e.g. Bladh & Höfner 2012). It is not yet clear which physical processes may levitate the gas in the case of supergiant stars. In the case of asymptotic giant branch (AGB) stars, it has been established that pulsation-induced shock waves lead to very extended atmospheres that reach to radii of a few photospheric radii (Jeong et al. 2003; Ireland et al. 2004b, 2008, 2011). Recent interferometric observations of Mira variable AGB stars obtained with the AMBER instrument by Wittkowski et al. (2011) have shown extended molecular layers that are consistent with predictions by the latest hydrodynamical model atmospheres of Mira variables (Ireland et al., 2011).

It is remarkable that the wavelength dependence of the visibility spectra observed here for RSGs is qualitatively similar to observations of AGB stars (Martí-Vidal et al. 2011; Ruiz-Velasco et al. 2011; Wittkowski et al. 2011) and to predictions by the latest hydrodynamic model atmospheres of Miras. This has also already been observed for VX Sgr (Chiavassa et al., 2010b). Although the pulsation amplitudes of RSGs are generally lower than those of Mira variable AGB stars, we speculate that the same process of pulsation-induced shock waves may also lead to the extended molecular layers that we observed here for the RSGs AH Sco, UY Sct, and KW Sgr, and that have also been observed previously for other RSGs. Samus et al. (2009) list V-band amplitudes of 2-4 mag and pulsation periods around 700 days for AH Sco, KW Sgr, and UY Sct, compared to 4-6 mag and periods between 300-450 days for the Mira variables discussed in Wittkowski et al. (2011). Indeed, Heger et al. (1997) found that RSGs can have similar pulsation properties as AGB stars, based on their theoretical calculation. Dynamic model atmospheres based on stellar pulsation are not currently available for the pa-

parameter space of RSGs, so that this hypothesis cannot be tested within this paper. We encourage the development of such dynamic model atmospheres for RSGs.

SiO maser emission has been observed to form in ring-like structures around a large number of oxygen-rich evolved stars (cf., Benson et al. 1990). In the past, radii of the SiO maser emission were compared to stellar radii to obtain an additional constraint on the structure of the extended atmosphere and on the maser pumping mechanism. Most of these comparisons have been obtained for Mira variable stars. When meaningful stellar radii such as continuum radii or Rosseland radii were used and were obtained at similar phases as the SiO maps, the radii of the maser emission was consistently found close to two stellar radii (e.g., Boboltz & Wittkowski 2005; Fedele et al. 2005; Cotton et al. 2010). This location is consistent with theoretical modeling by Humphreys et al. (1997) and Gray et al. (2009), and is predicted to be located close to the position of a shock front. Among the RSGs observed here, AH Sco is also a known source of SiO maser emission with a mean diameter of 17.2 mas (Chen & Yan, 2008). Compared to our Rosseland angular diameter of 6.0 mas, the maser emission lies at 2.9 stellar radii. Similarly, the maser radius of VX Sgr of 13 mas by Su et al. (2012) lies at 3.0 stellar radii compared to the Rosseland angular diameter of 8.8 mas by Chiavassa et al. (2010b). This might indicate that SiO maser of red supergiants are located at systematically larger distances from the stellar surface compared to AGB stars. Within a framework of stellar pulsation, this may be related to the larger pulsation periods and a different shock front behavior.

Convection has also been discussed as a possible process to dredge material up to higher layers and to produce surface inhomogeneities and shock waves in the photosphere (Chiavassa et al., 2011a). Available 3D convection simulations for RSGs have been compared to interferometric data of VX Sgr and have not shown the typical observed wavelength dependence of the visibility function at the positions of the water band centered at $1.9\ \mu\text{m}$ and of the CO bandheads at $2.3\ \mu\text{m}$ - $2.5\ \mu\text{m}$ (Chiavassa et al., 2010b). Ohnaka et al. (2011) discuss that the observed time variation of the continuum data of the RSG Betelgeuse is much less than the maximum variation predicted by current 3D convection simulations, suggesting that the effect of photospheric convection may be overestimated in current models. Chiavassa et al. (2011a) mention that with current models it is not clear whether convective motion is strong enough to explain the motion detected at extended layers up to 1.4 stellar radii, where the convective flux is low. While these results suggest that the effects of convection may be limited to the photospheric layers to a smaller degree than present in current models and may not reach into extended molecular layers, a detailed comparison of interferometric data to latest 3D convection simulations is required for a definite answer, and will be a part of our future work.

6.6. Conclusions

We obtained near-infrared spectro-interferometric observations of the RSGs AH Sco, UY Sct, and KW Sgr. Our data indicate the presence of extended molecular layers of CO and H₂O. We compared the spectra and visibilities to a new grid of hydrostatic PHOENIX model atmospheres.

Our near-infrared spectra of AH Sco, UY Sct, and KW Sgr are reproduced well by the PHOENIX model atmospheres; however, the synthetic visibility amplitudes of the model do not predict the large extensions of the molecular bands. This may be due to processes including pulsation or convection, which are not included in our currently available hydrostatic model atmospheres. These processes may explain the observed extensions of the atmospheres and the wind acceleration in RSGs.

The continuum (2.15-2.25 μm) appears to be largely free of contamination by molecular layers. Thus, the PHOENIX model fitting to the continuum allows us to estimate meaningful stellar radii. Using the PHOENIX model in the continuum, we estimate a Rosseland diameter of 5.81 ± 0.15 mas ($R = 1411 \pm 124 R_{\odot}$) for AH Sco, 5.48 ± 0.10 mas ($R = 1708 \pm 192 R_{\odot}$) for UY Sct, and 3.91 ± 0.25 mas ($R = 1009 \pm 142 R_{\odot}$) for KW Sgr. We also estimate effective temperatures of 3682 ± 190 K for AH Sco, 3365 ± 134 K for UY Sct, and 3720 ± 183 K for KW Sgr.

With the effective temperature and the luminosity calculated from the Rosseland radius, the bolometric flux, and the distance, we locate our targets in the HR diagram. The positions of the stars in the HR diagram fall close to the red limit of the tracks corresponding to stars of mass around 25/30-40 M_{\odot} (AH Sco and UY Sct) and 20/20-40 M_{\odot} (KW Sgr) with/without rotation.

Spectro-interferometric observations of RSGs with spatially resolved extended molecular layers are still scarce. In this work, we studied three sources, which almost doubles the sample size.

Capítulo 7

Atmospheric structure of RSGs

This chapter is based on the paper:

**What causes the large extensions of red-supergiant atmospheres?
Comparisons of interferometric observations with 1-D
hydrostatic, 3-D convection, and 1-D pulsating model
atmospheres**

B. Arroyo-Torres, M. Wittkowski, A. Chiavassa, M. Scholz, B. Freytag, J.
M. Marcaide, P. H. Hauschildt, P. R. Wood, and F. J. Abellan,
2015, A&A, 575, 50

Abstract

Aims: This research has two main goals. First, we present the atmospheric structure and the fundamental parameters of three red supergiants (RSGs), increasing the sample of RSGs observed by near-infrared spectro-interferometry. Additionally, we test possible mechanisms that may explain the large observed atmospheric extensions of RSGs.

Methods: We carried out spectro-interferometric observations of the RSGs V602 Car, HD 95687, and HD 183589 in the near-infrared K -band (1.92–2.47 μm) with the VLTI/AMBER instrument at medium spectral resolution ($R \sim 1500$). To categorize and comprehend the extended atmospheres, we compared our observational results to predictions by available hydrostatic PHOENIX, available 3-D convection, and new 1-D self-excited pulsation models of RSGs.

Results: Our near-infrared flux spectra of V602 Car, HD 95687, and HD 183589 are well reproduced by the PHOENIX model atmospheres. The continuum visibility values are consistent with a limb-darkened disk as predicted by the PHOENIX models, allowing us to determine the angular diameter and the fundamental parameters of our sources. Nonetheless, in the case of V602 Car and HD 95686, the PHOENIX model visibilities do not predict the

large observed extensions of molecular layers, most remarkably in the CO bands. Likewise, the 3-D convection models and the 1-D pulsation models with typical parameters of RSGs lead to compact atmospheric structures as well, which are similar to the structure of the hydrostatic PHOENIX models. They can also not explain the observed decreases in the visibilities and thus the large atmospheric molecular extensions. The full sample of our RSGs indicates increasing observed atmospheric extensions with increasing luminosity and decreasing surface gravity, and no correlation with effective temperature or variability amplitude.

Conclusions: The location of our RSG sources in the Hertzsprung-Russell diagram is confirmed to be consistent with the red limits of recent evolutionary tracks. The observed extensions of the atmospheric layers of our sample of RSGs are comparable to those of Mira stars. This phenomenon is not predicted by any of the considered model atmospheres including available 3-D convection and new 1-D pulsation models of RSGs. This confirms that neither convection nor pulsation alone can levitate the molecular atmospheres of RSGs. Our observed correlation of atmospheric extension with luminosity supports a scenario of radiative acceleration on Doppler-shifted molecular lines.

7.1. Introduction

Red supergiant (RSG) stars are known to lose mass with mass-loss rates of $2 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr} - 3 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$ (De Beck et al., 2010), and they are one of the major sources of the chemical enrichment of galaxies and of dust in the universe, along with asymptotic giant branch (AGB) stars and supernovae. Currently, the mechanism of mass loss of RSG stars and semi-regular or irregular AGBs is not known in detail. Nevertheless, in the case of Mira-variable AGB stars (mass-loss rates of $10^{-6} M_{\odot}/\text{yr} - 10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$, Wood et al. 1983, 1992), this mechanism is better understood. The theoretical models that explain the Mira mass-loss process are based on pulsations that extend the atmospheres to radii where dust can form, and subsequently on radiative pressure on dust grains that drives the wind (e.g., Bladh et al. 2013). In the case of variable RSGs, the amplitude of the light curves is about one-third of that of Miras (e.g., Wood et al. 1983), so that pulsation is expected to play a less dominant role (cf. Josselin & Plez 2007). Other mechanisms that might give rise to mass loss in the RSGs are convection and rotation (e.g., Langer & Heger 1999). Constraints on the mechanisms that levitate the atmospheres of RSGs are thus fundamental for our understanding of the mass-loss process of RSG stars.

Observations of Mira variable stars using the IOTA or VLTI interferometers show evidence of molecular layers lying above the photospheric layers (e.g., Perrin et al. 2004; Wittkowski et al. 2008, Wittkowski et al. 2011).

Theoretical dynamic model atmospheres (Ireland et al. 2004a,b, 2008, 2011; Scholz et al. 2014) can explain reasonably well these molecular layers for Miras. On the other hand, interferometric observations of RSGs also indicate the presence of extended molecular layers (CO and water), which cannot be explained by hydrostatic model atmospheres (Perrin et al. 2005; Ohnaka et al. 2011, 2013; Wittkowski et al. 2012). The red supergiant VX Sgr Chiavassa et al. (2010b) showed a good agreement with Mira models, although they have very different stellar parameters than expected for this source.

This paper is conceived as part of a series of three previous papers (Wittkowski et al. 2012; Arroyo-Torres et al. 2013, 2014). In these previous works, we presented the atmosphere structure and the fundamental parameters of a sample of four RSG stars and five cool giant stars. One goal of the current paper is to add three red supergiants and thus to increase this sample. On the other hand, our previous works showed that the observed visibility data of the RSGs and of one of the red giants, β Peg, indicate large extensions of the molecular layers, similar as those previously observed for Mira variable stars (Wittkowski et al., 2008, 2011). This was not predicted by hydrostatic PHOENIX model atmospheres. However, the spectra of all our stars were reproduced well by the PHOENIX models. This indicates that the molecular opacities were adequately included in these model atmospheres, but that they were too compact compared to observations. In order to understand the processes that may explain the extended molecular layers, the second goal of this paper is to investigate the effects of realistic three-dimensional (3-D) radiative hydrodynamical (RHD) simulations of stellar convection as well as of one-dimensional (1-D) self-excited pulsation models on the extensions of RSG atmospheres. These processes were previously discussed as possible mechanisms to levitate RSG atmospheres (Chiavassa et al., 2010b, 2011a).

In this paper, in addition to studying RSGs, we also refer to asymptotic giant branch stars (AGBs), Mira variable stars, and red giant stars. AGB stars are low and intermediate mass evolved stars before they evolve toward hotter temperatures in the HR diagram. Mira stars are long-period large-amplitude variable AGB stars. With red giants we refer to giants on the first red giant branch.

Our work is structured as follows: In Sect. 7.2, we describe our AMBER observations and the data reduction. In Sect. 7.3 we present the results obtained from the PHOENIX model fitting and the fundamental parameters. In Sect. 7.4, we characterize the extensions of the atmospheres. In Sect. 7.5, we show the results obtained from the comparison with the convection and pulsation models and we discuss alternative mechanisms. Finally, in Sect. 7.6, we summarize our results and conclusions.

Target (Sp. type)	Date 2013-	Mode K- (μm)	Baseline	Projected baseline m	PA deg	Calibrator
V602 Car (M3-M4 I)	04-04	2.1	A1-G1-K0	75.86/80.02/127.8	91/21/55	
	04-04	2.3	A1-G1-K0	79.89/68.52/112.6	130/48/93	HR 4164 - z Car
	04-26	2.3	D0-H0-G1	63.22/58.73/64.46	71/-172/125	
HD95687 (M3 Iab)	04-04	2.1	A1-G1-K0	73.06/80.57/128.6	80/14/45	
	04-04	2.3	A1-G1-K0	79.94/71.35/117.5	121/43/85	HR 4164 - z Car
	04-25	2.3	D0-H0-G1	56.88/53.89/69.30	104/-153/153	
HD 183589 (K5 Ib)	05-04	2.1	D0-I1-G1	78.89/45.56/63.26	99/-134/134	
	07-29	2.3	D0-I1-G1	69.75/46.61/55.98	99/-134/141	38 Aql - HR 7404
	08-04	2.1	A1-G1-K0	88.87/67.14/126.2	-145/-72/-114	

Tabla 7.1: Details of our observations. The projected baseline is the projected baseline length for the AT VLTI baseline used, and PA is the position angle of the baseline (north through east).

7.2. Observations and data reduction

We observed V602 Car (Simbad spectral type M3-M4 I), HD 95687 (M3 Iab), and HD 183589 (K5 Ib) with the ESO Very Large Telescope Interferometer (VLTI), utilizing three of the Auxiliary Telescopes of 1.8 m diameter, and the AMBER instrument (Astronomical Multi-BEam combineR) with the external fringe tracker FINITO (Petrov et al., 2007). We worked in medium-resolution mode ($R \sim 1500$) in the K-2.1 μm and K-2.3 μm bands. The integration time (DIT) of each frame was 20 ms. Our data were observed as sequences of cal-sci-cal (cal is calibrator and sci is our target), with 5 scans for each of them. Table 7.1 lists the detailed information about our observations and the calibrator used for each target. Table 7.2 shows the calibrators used for our observations together with their angular diameters. We selected them from the ESO Calibration Selector CalVin, in turn based on the catalog of Lafrasse et al. (2010).

During the acquisition of one AMBER frame, there are optical path fluctuations (jitter) that produce fringe motions. These motions reduce the squared visibility by a factor $e^{-\sigma_\phi^2}$, FINITO factor, where σ_ϕ is the fringe phase standard deviation over the frame acquisition time. This attenuation is corrected in the science data by the calibration provided the FINITO factors are similar in science and calibrator (more information in the AMBER User Manual ¹).

	Spectral type	Angular diameter (mas)
HR 4164	K1 III	1.64±0.12
z Car	M6	1.54±0.11
38 Aql	K3 III	2.22±0.02
HR 7404	K2	1.17±0.08

Tabla 7.2: Calibration sources

As a first step we selected the scans such that the FINITO factors were similar between cal and sci data. After that, we obtained the visibility data from our selected AMBER observations using the 3.0.7 version of the *amdlib* data reduction package (Tatulli et al. 2007; Chelli et al. 2009). This included the removal of the bad pixel map and the correction for the flat contribution. Afterwards, we calculated the pixel-to-visibility matrix (P2VM) to calibrate our data for the instrumental dispersive effects, and obtained the interferometric observables (visibility and closure phase). Next, we appended all scans of the same source taken consecutively, selected and averaged the resulting visibilities of each frame using appropriate criteria. In our case, the criteria were based on the flux (we selected all frames having flux densities

¹<http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/amber/doc.html>

three times higher than the noise) and on the signal-to-noise ratio (S/N). We only used 80 % of the remaining frames with best S/N ².

Using scripts of IDL (Interactive Data Language), which have been developed by us, we performed the absolute wavelength calibration by correlating the AMBER flux spectra with a reference spectrum, that of the star BS 4432 (spectral type K4.5 III, similar to our calibrators; Lançon & Wood 2000). A relative flux calibration of the targets was performed by using the instrumental response, estimated by the calibrators and the BS 4432 spectrum. Finally, calibrated visibility spectra were obtained by using the average of two transfer function measurements taken before and after each science target observation. In the case of V602 Car (25-26 April), HD 95687 (24-25 April) and HD 183589 (03-04 August), we only used the first calibrator, because the other calibrator had very different FINITO factors and their visibilities were not of sufficient quality. The error of the transfer function was calculated as in our previous work Arroyo-Torres et al. (2013, 2014).

7.3. Results

We compared our observational data to synthetic data provided by a grid of PHOENIX model atmospheres (version 16.03, Hauschildt & Baron 1999) from Arroyo-Torres et al. (2013). These models are based on a hydrostatic atmosphere, local thermodynamic equilibrium and spherical geometry. The best-fit PHOENIX model is obtained from an iterative process using the continuum band around $2.25 \mu\text{m}$, as explained by Arroyo-Torres et al. (2013). The final values for the used PHOENIX model atmosphere are: For V602 Car, $T_{\text{eff}}=3400 \text{ K}$, $\log(g)=-0.5$; for HD 95687, $T_{\text{eff}}=3400 \text{ K}$, $\log(g)=0.0$; and for HD 183589, $T_{\text{eff}}=3700 \text{ K}$, $\log(g)=1.0$. For all cases, we used a model with solar metallicity and a micro-turbulent velocity of 2 km/s . We chose a mass of $20 M_{\odot}$ for V602 Car and HD 95687 and of $1 M_{\odot}$ for HD 183589. We chose a low mass of $1 M_{\odot}$ for the latter target, because the final parameters indicate that it is a source with lower luminosity and thus lower mass compared to the other RSG sources. We note that the structure of the atmosphere is not very sensitive to variations of the mass (Hauschildt et al., 1999b). Certainly, any of those structure variations are below the level of the detectability of our interferometer.

Fig. 7.1 shows as an example the resulting normalized flux, squared visibility amplitude, uniform disk diameter, and closure phase data for one of our sources, V602 Car, obtained on 26 April 2013. Also shown are the best-fit uniform disk model (blue curve) and the best-fit PHOENIX model atmosphere (red curve). The data and best-fit models for the remaining data are shown in Figs. 7.2–7.6.

²see AMBER Data Reduction Software User Manual;
<http://www.jmmc.fr/doc/approved/JMMC-MAN-2720-0001.pdf>

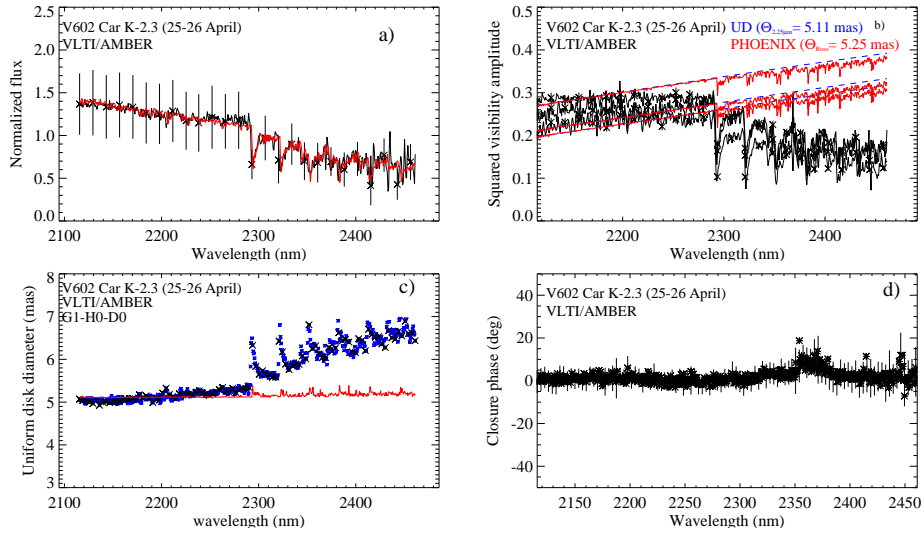


Figure 7.1: Normalized flux (a), squared visibility amplitudes (b), UD diameters (c), and closure phases (d) for the example of V602 Car obtained with the MR-K 2.3 μm setting, on 26 April 2013. In black the observed data, in blue the UD model, and in red the PHOENIX model.

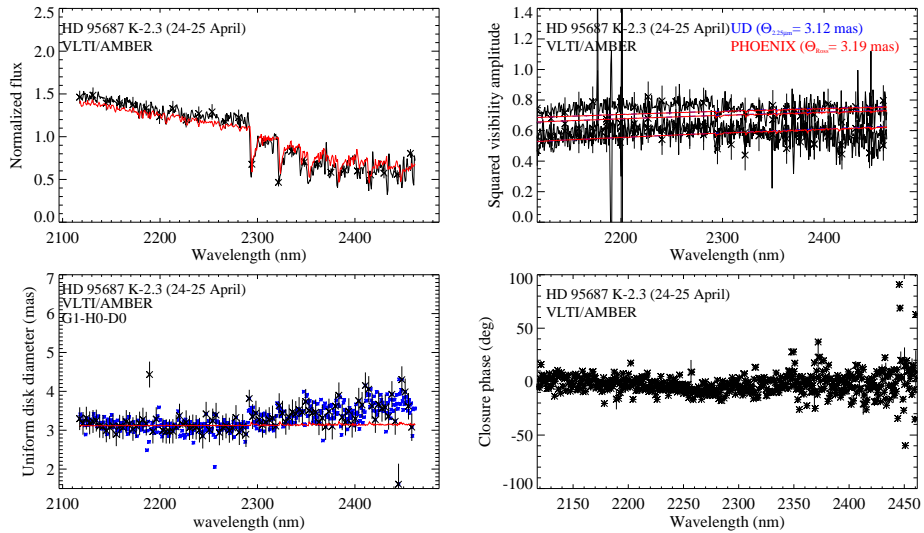


Figure 7.2: As Fig. 7.1, but for data of HD 95687 obtained with the MR-K 2.3 μm setting on 25 April 2013.

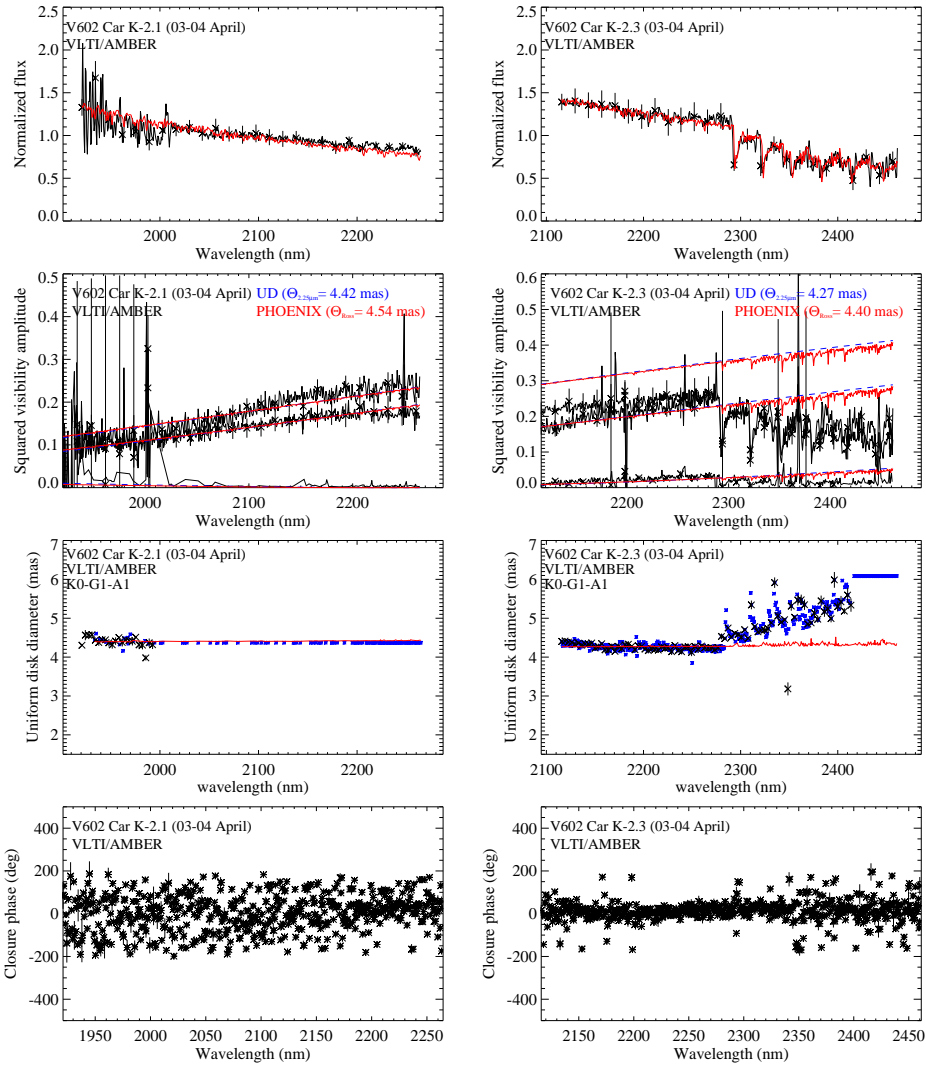


Figura 7.3: As Fig. 7.1, but for data of V602 Car obtained with the MR-K 2.1 μm setting on 4 April 2013 (left) and with the MR-K 2.3 μm setting obtained on 4 April 2013 (right).

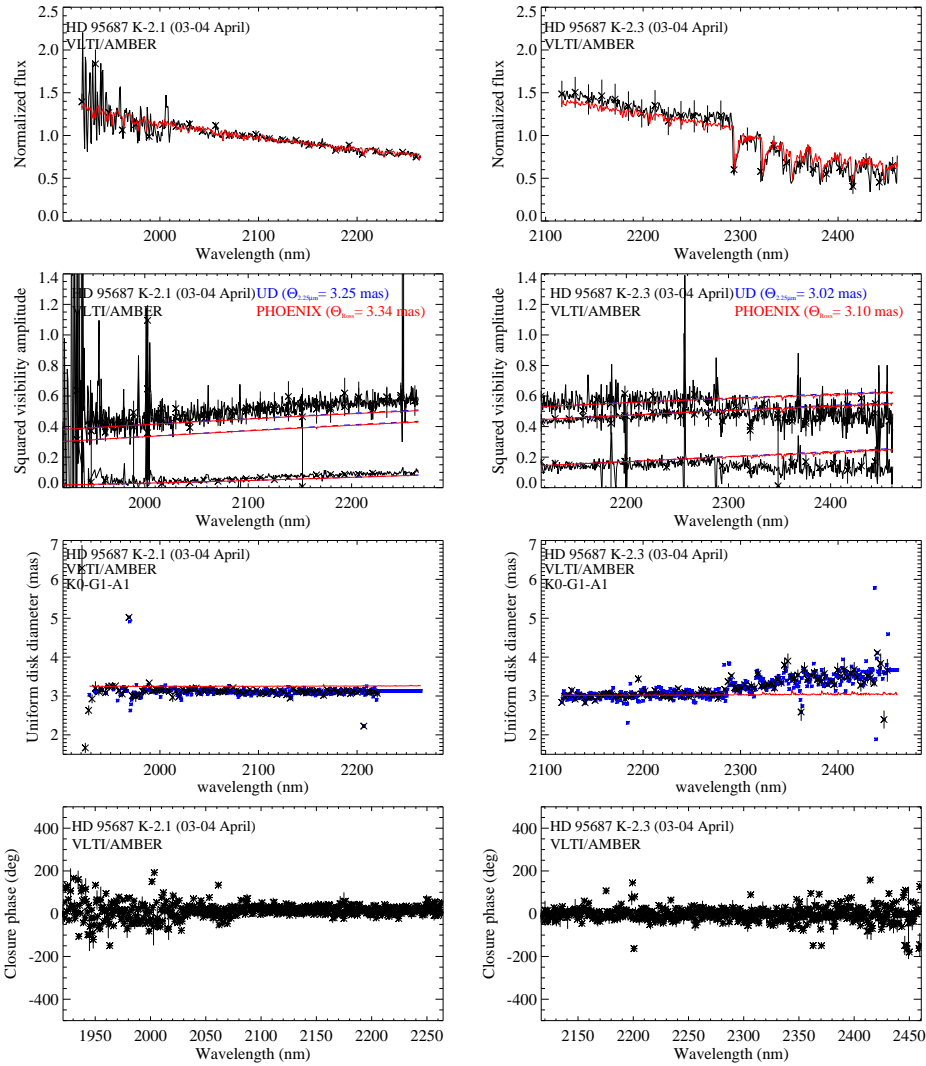


Figure 7.4: As Fig. 7.1, but for data of HD 95687 obtained with the MR-K 2.1 μm setting on 4 April 2013 (left) and with the MR-K 2.3 μm setting on 4 April 2013 (right).

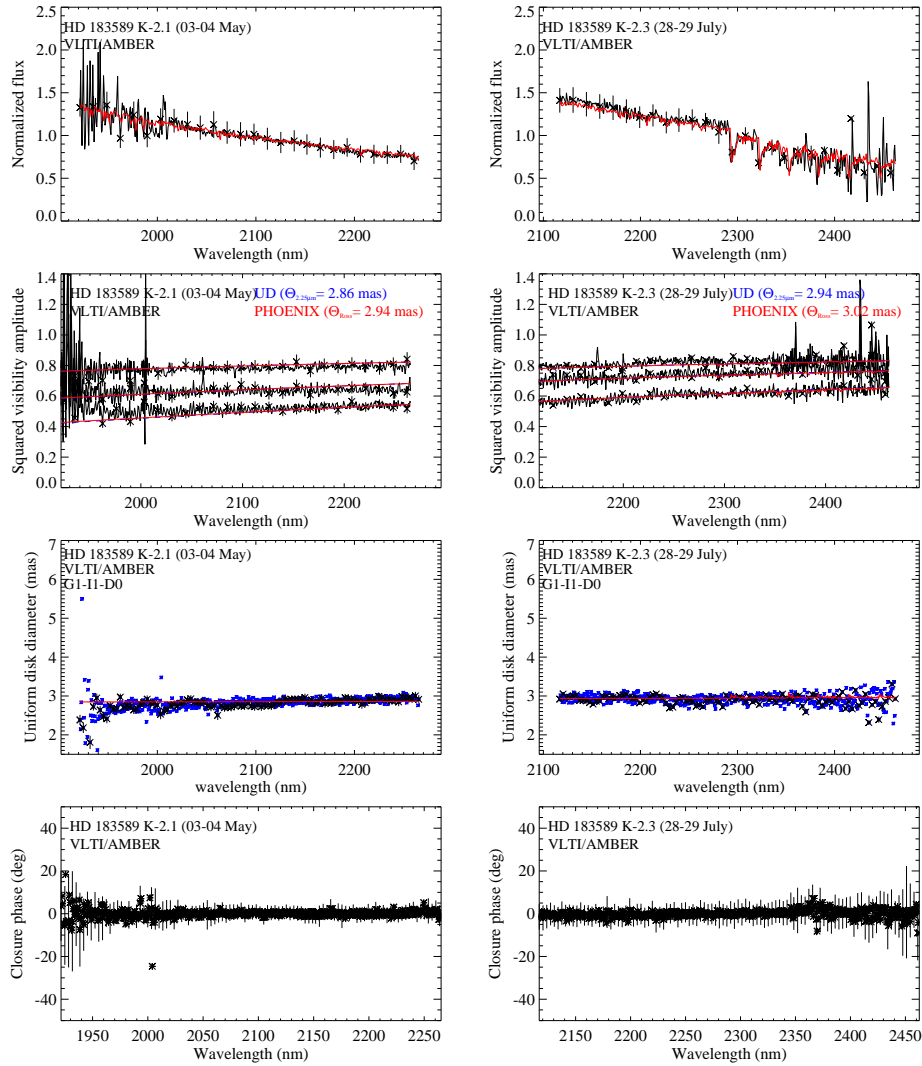


Figure 7.5: As Fig. 7.1, but for data of HD 183589 obtained with the MR-K 2.1 μm setting on 4 May 2013 (left) and with the MR-K 2.3 μm setting on 29 July 2013 (right).

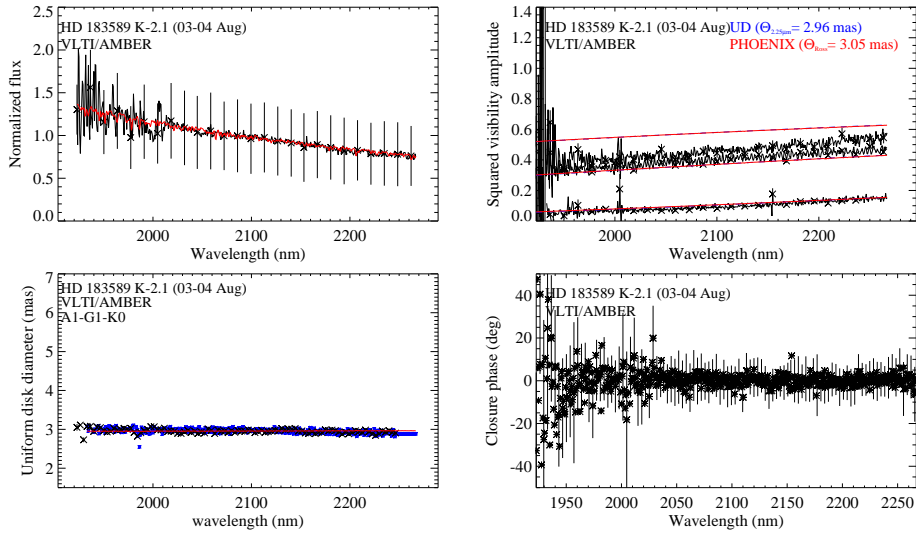


Figure 7.6: As Fig. 7.1, but for data of HD 183889 obtained with the MR-K 2.1 μm setting on 4 August 2013.

The normalized flux spectra show typical spectra of red supergiants in the K band (cf. Lançon et al. 2007; Arroyo-Torres et al. 2013). The flux variations at wavelengths below about 2.0 μm are due to a higher noise level, possibly caused by the lower atmospheric transmission. In the K-2.3 band, we observe a decreasing flux longwards of 2.25 μm and strong absorption lines of CO. The synthetic spectra of the PHOENIX model atmosphere are in a good agreement with our flux spectra including the CO bandheads. This indicates that the opacities of CO are well reproduced by the PHOENIX model atmosphere.

The continuum visibility values near 2.25 μm are consistent with the predictions by the PHOENIX model atmospheres for all our sources. In the case of HD 183589, the visibility spectrum is featureless and consistent with the PHOENIX model atmosphere prediction across the whole observed wavelength range. In particular, the visibility spectrum of this source does not show features at the locations of the CO bandheads, which are visible in the flux spectrum, indicating a compact atmospheric structure where the CO layers are located close to the continuum-forming layers. Nonetheless, V602 Car and HD 95687 show large drops of the visibility in the CO bandheads between 2.3 μm and 2.5 μm that are not reproduced by the PHOENIX model atmosphere. The synthetic PHOENIX visibility spectra show features in the CO lines, but these are much weaker than the observed features. This effect is also reflected in the panels showing the uniform disk diameter. The size increases of UD fits at the CO bandheads are about 40 % for V602 Car and 20 % for HD 95687, while the PHOENIX models predict UD size increases below 5 %. These results indicate that these sources exhibit a large contri-

bution from extended atmospheric layers in the CO bands. The PHOENIX model structures are too compact compared to our observations for these two sources. We also observe a monotonic decrease beyond $2.3\ \mu\text{m}$, which may be caused by pseudo-continuum contributions from CO or by contributions from water vapor. We observed the same phenomenon previously for the red supergiants VY CMa (Wittkowski et al., 2012), AH Sco, UY Sct, and KW Sgr (Arroyo-Torres et al., 2013), as well as for the small-amplitude pulsating red giants RS Cap (Martí-Vidal et al., 2011), BK Vir (Ohnaka et al., 2012), α Tau (Ohnaka, 2013), and β Peg (Arroyo-Torres et al., 2014).

The closure phase data of our sources in the 4th panels of Fig. 7.1–7.6 show variations within the noise level, and are thus not indicative of deviations from point symmetry. However, since our measurements lie in the first visibility lobe and the noise level is relatively high, we cannot exclude asymmetries on scales smaller than the observed stellar disk. We note that there are points in the observed closure phases whose deviation from zero is larger than the error bars. In general, small deviations from zero closure phases might indicate asymmetries in layers corresponding to certain atomic or molecular bands as previously observed for RSGs by e.g., Ohnaka et al. (2011), Wittkowski et al. (2012), Ohnaka et al. (2013). However, it is not clear whether in our case this deviation are real or whether they correspond to systematic uncertainties of the data reduction, as for instance due to the bad pixel mask.

7.3.1. Estimate of the angular diameter

The continuum band near $2.25\ \mu\text{m}$ appears to be largely free of contaminations by molecular layers. Thus, fits of PHOENIX models to the continuum band allow us to estimate reliable angular diameters of our sources. The angular diameter, obtained in this way, corresponds to the size of the outermost model layer (0% intensity radius). To estimate the Rosseland angular diameter (corresponding to the layer where the Rosseland optical depth equals $2/3$), we multiplied our value of the angular diameter by the ratio between the Rosseland layer and the outermost model layer. This ratio was 0.92 for V602 Car, 0.95 for HD 95687, and 0.93 for HD 183589. The model fits used all available data taken during all nights and with any of the two spectral setups, as both setups include the continuum band near $2.25\ \mu\text{m}$. Tab. 7.3 lists the resulting best-fit Rosseland angular diameters as well as the best-fit UD diameters. Fig. 7.7 shows the continuum visibility data as a function of spatial frequency together with the best-fit PHOENIX and UD models. The errors of the continuum visibilities data were computed as an average of the individual errors, whereas, the errors of the angular diameter are estimated from the differences between the visibility curves lying at the maximum and minimum of our data as shown by the dashed lines in Fig. 7.7. Deviating visibility points are caused by remaining systematic uncertainties of the ab-

solute visibility calibration. The data of V602 Car include two points near the first visibility null, which increases the precision of the best-fit angular diameter.

	V602 Car	HD 95687	HD 183589
θ_{UD} (mas)	4.94 ± 0.75	3.17 ± 0.50	2.95 ± 0.50
θ_{Ross} (mas)	5.08 ± 0.75	3.26 ± 0.50	3.04 ± 0.50

Tabla 7.3: Summary of estimated angular diameters

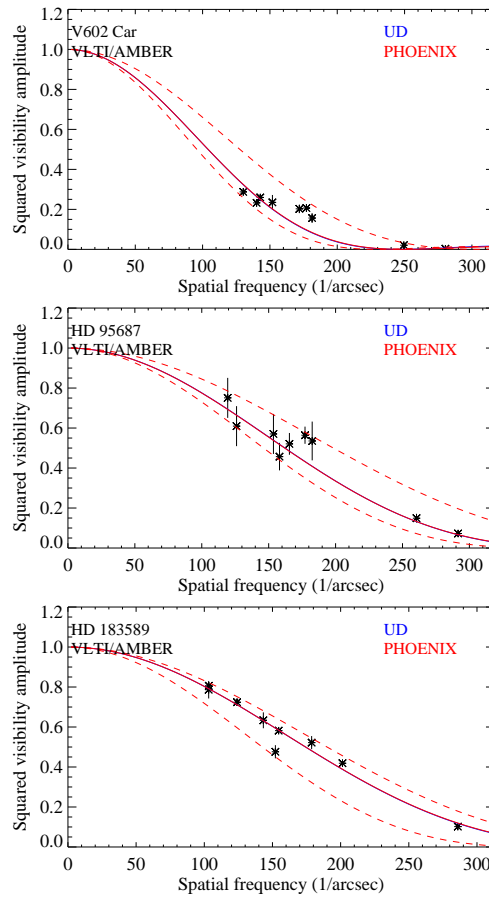


Figure 7.7: Squared visibility amplitudes in the continuum bandpass for V602 Car, HD 95687, and HD 183589 (from top to bottom) as a function of spatial frequency. Each point represents an average of data points within the continuum bandpass at $2.15\text{--}2.25\ \mu\text{m}$. Shown are data of all observing dates and both spectral setups. The red lines indicate the best-fit UD models and the blue lines (often indistinguishable from the red) the best-fit PHOENIX models. The dashed lines indicate the maximum and minimum visibility curves, from which we estimated the angular diameter errors.

7.3.2. Fundamental parameters

We estimated the fundamental stellar parameters of our sources to place them on the HR diagram. In particular we calculated the effective temperature, the luminosity, the Rosseland-mean radius, the bolometric flux, and the distance in the same way as described in detail by Arroyo-Torres et al. (2014). We used the BVJHKs magnitudes from Kharchenko (2001) and Cutri et al. (2003) and the IRAS flux from Beichman et al. (1988). To convert the magnitudes into fluxes, we used the zero values from Johnson (1965) and Cohen et al. (2003). To deredden the flux values we used the color excess method applied to (V-K) and based on intrinsic colors from Ducati et al. (2001), as described in Arroyo-Torres et al. (2014).

Parameter	V602 Car	HD 95687	HD 183589	Ref.
F_{bol} (10^{-10} Wm $^{-2}$)	11.30±1.69	4.84±0.73	5.49±0.82	1
d (pc)	1977±75	1977±75	621±62	2
L (10^{31} W)	5.28±0.89	2.26±0.38	0.25±0.06	1,2
log(L/ L_{\odot})	5.14±0.17	4.77±0.17	3.82±0.25	-
θ_{Ross} (mas)	5.08±0.75	3.17±0.50	2.95±0.50	This work
R(R_{\odot})	1050±165	674±109	197±39	2, this work
T_{eff} (K)	3432±280	3467±303	3709±344	1, this work
log(T_{eff})	3.54±0.08	3.54±0.08	3.57±0.09	-
log(g)	-0.30	-0.07	0.79	this work
M(M_{\odot})	20-25	12-15	7-12	3

Tabla 7.4: Fundamental parameters of V602 Car, HD 95687, and HD 183589. 1: Kharchenko (2001), Cutri et al. (2003), Beichman et al. (1988); 2: Humphreys (1978) - HD 95687, V602 Car (cluster CAR OB2); van Leeuwen (2007) - HD 183589; 3: Values obtain by the position of the stars in the HR diagram with the evolutionary tracks from Ekström et al. (2012); We assumed a 15 % error in the flux. The distance error was based on the values from Humphreys (1978) by V602 Car and HD 95687. From HD 183589, we assumed a 10 % error in the distance. The errors in the luminosity, effective temperature and radius were estimated by error propagation.

V602 Car and HD 95687 belong to the cluster CAR OB2 and we use the distance as determined by Humphreys et al. (1978). For HD 183589, we used the distance value from van Leeuwen (2007). Lastly, the effective temperature is estimated from the angular diameter and the bolometric flux, the luminosity from the bolometric flux and the distance, and the Rosseland radius from the Rosseland angular diameter and the distance. We assumed a 15 % error in the flux, and a 10 % error in the distance for HD 183589. For V602 Car and HD 95687, we used the errors from Humphreys (1978). The errors in the luminosity, effective temperature and radius were estimated by

error propagation. The resulting fundamental parameters and their errors are listed in Table 7.4.

The radius and luminosity of HD 183589 suggest that this is a source of lower luminosity and thus lower mass compared to the other observed RSG sources. It is at the limit between RSG and super-AGB stars. The visibility functions resemble those of the red giants as observed by Arroyo-Torres et al. (2014), which do not show indications of an extended molecular layer.

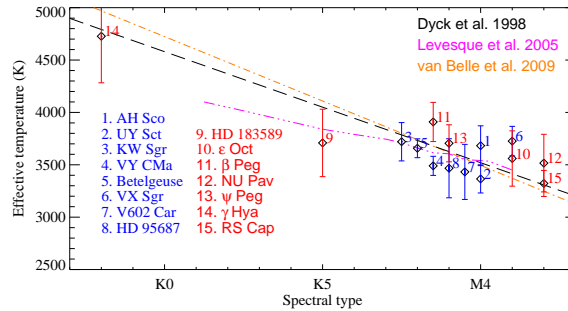


Figure 7.8: Effective temperature versus spectral type of our sources, together with calibrations of the effective temperature scale by Dyck et al. (1998), Levesque et al. (2005), and van Belle et al. (2009). Also included are previous measurements of RSGs and red giants as listed in the main text. In blue are the RSGs and in red the red giants.

In Fig. 7.8, we plot the resulting effective temperatures vs. spectral types of our targets. For comparison, we include the calibrations of the effective temperature scale by Dyck et al. (1998) for cool giants stars, by van Belle et al. (2009) for cool giants stars and RSG stars, and by Levesque et al. (2005) for only RSGs. Fig. 7.9 shows the position of our targets in the HR diagram, together with evolutionary tracks from Ekström et al. (2012). Both figures also include the RSGs from our previous studies (VY CMa from Wittkowski et al. 2012; AH Sco, UY Sct, KW Sgr from Arroyo-Torres et al. 2013), as well as Betelgeuse based on the data by Ohnaka et al. (2011) and VX Sgr based on the distance by Chen et al. (2007) and the angular radius by Chiavassa et al. (2010b), analyzed by us in Arroyo-Torres et al. (2013). Finally, we included the red giant stars from Martí-Vidal et al. (2011) and Arroyo-Torres et al. (2014). All sources are consistent within their errors with the different calibrations of the effective temperature scale and with the red limits of the evolutionary tracks. The positions on the HR diagram of our new sources are close to evolutionary tracks corresponding to an initial mass of 20-25 M_{\odot} without rotation or 15-20 M_{\odot} with rotation (V602 Car), 12-15 M_{\odot} without rotation or 9-15 M_{\odot} with rotation (HD 95687), 5-12 M_{\odot} without rotation or 7-9 M_{\odot} with rotation (HD 183589). HD 183589 may thus also be a (super-)AGB star and not a RSG star (Siess, 2010).

We note that the red giants with luminosities below $\log(L/L_\odot) \sim 4$ are located systematically to the right of the Ekström tracks, and that a better agreement for these sources can be found using the STAREVOL grid (Lagarde et al., 2012), which includes thermaline mixing unlike Ekström’s grid (Arroyo-Torres et al., 2014).

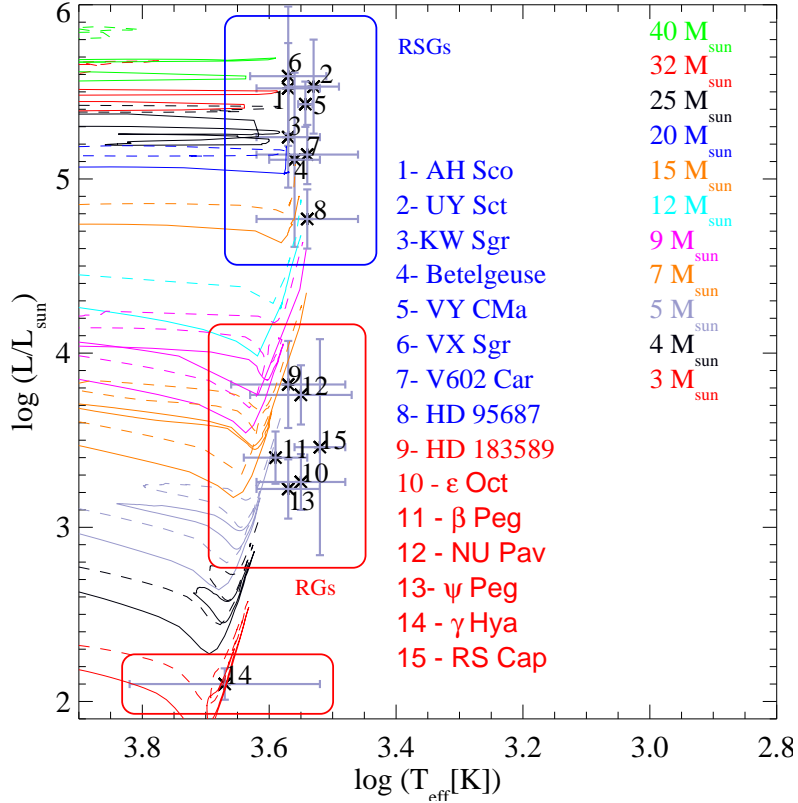


Figura 7.9: Location of our sources in the HR diagram, compared to evolutionary tracks from Ekström et al. (2012) for masses of $3 M_\odot$, $4 M_\odot$, $5 M_\odot$, $7 M_\odot$, $9 M_\odot$, $12 M_\odot$, $15 M_\odot$, $20 M_\odot$, $25 M_\odot$, $32 M_\odot$, and $40 M_\odot$. The solid lines indicate models without rotation, and the dashed lines with rotation. Also shown are previously measured sources as listed in the main text. In blue are the RSG stars, and in red the red giants.

7.4. Characterization of the extension of the molecular layers

We characterized the observed extensions of the molecular layers in order to better understand how the fundamental parameters affect them. We also want to compare the behavior of RSG stars and Mira stars, which also exhibit extended molecular layers (cf., e.g., Wittkowski et al. 2011). We used

the ratio of the observed visibilities in the continuum band (average between 2.27 and 2.28 μm) and the first (2-0) CO line at 2.294 μm as an observational indication of the contribution from extended atmospheric CO layers. Since this ratio depends on the value of the visibility in the continuum (V_{cont}^2), i.e. on how well the source was resolved, we limited the study to continuum squared visibilities between 0.2 and 0.4, a range where the visibility function is nearly linear. Although this approach may be limited by the limited spectral resolution of our observations of $R \sim 1500$ and by the low number of observations per source, it is appropriate for a first comparison of the extensions of RSG stars and other evolved stars.

Fig. 7.10 shows the resulting ratios ($V_{\text{cont}}^2/V_{\text{CO}}^2$) for our sources vs. $\log(L/L_{\odot})$ and ΔV , considering the RSGs by Wittkowski et al. (2012), Arroyo-Torres et al. (2013) and this work (not represent HD 183589 because their visibilities in the continuum are greater than 0.4), as well as the giants from Arroyo-Torres et al. (2014). Results for Mira stars obtained by Wittkowski et al. (2011) are also shown for comparison. Fig. 7.11 shows the same visibility ratio but only for the RSG sample. In this case, we show the visibility ratio vs. L/L_{\odot} , $\log(g)$, and T_{eff} . Also shown are the ranges of the predicted visibility ratios based on the PHOENIX model atmospheres, as well as based on 3-D RHD simulations, which will be discussed in the next section.

Fig. 7.10 shows that the giant stars (red) are consistent with the PHOENIX models and the convection models (RHD simulations). β Peg shows an atmospheric extension larger than predicted by the PHOENIX models, however it is relatively small and it does not show up with any significance using this metric of plotting ($V_{\text{cont}}^2/V_{\text{CO}}^2$). The other giant stars do not show an extended CO band (the visibilities in the continuum are very similar to those in the CO (2-0) line). The RSG (blue) and Mira stars (magenta) show a more extended CO layer and therefore they are not consistent with hydrostatic models or convection models. The RSG and Mira stars show similar atmospheric extensions.

Fig. 7.11 suggests a correlation between the visibility ratio of our RSGs and the luminosity and surface gravity, which is indicated by linear fits (dashed gray lines). The correlations indicate an increasing atmospheric extension with increasing luminosity and with decreasing surface gravity. We do not observe a correlation between observed atmospheric extension and effective temperature or variability amplitude. In the case of Mira stars, we do not observe any correlation. The lack of a correlation between visibility ratio and the luminosity and/or surface gravity suggests that different processes may be responsible for extending the atmosphere in RSGs and Miras. On the other hand, we note that considerable atmospheric extensions for RSG stars are observed only for luminosities beyond $\sim 1 * 10^5 L_{\odot}$ and for surface gravities below $\log(g) \sim 0$.

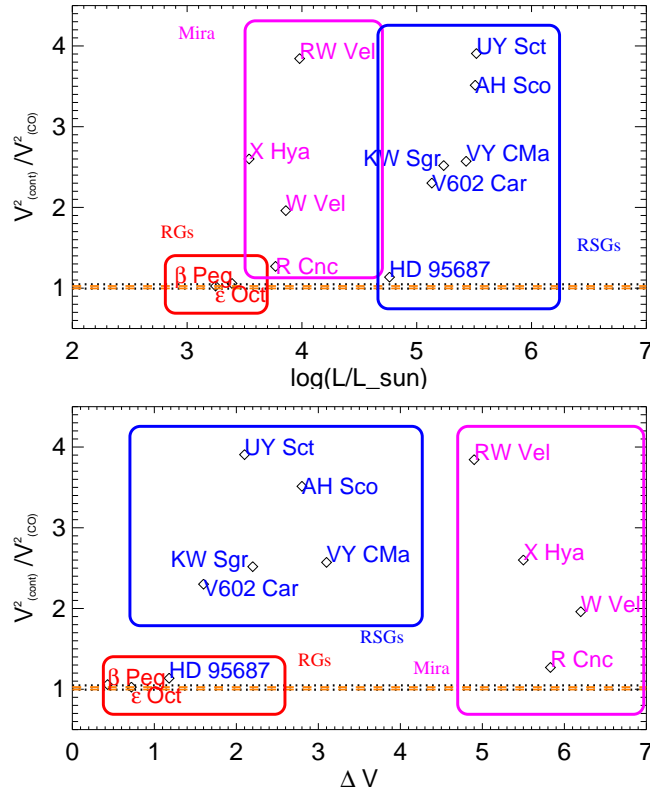


Figura 7.10: Ratio between the square visibility in the continuum (average between 2.27 and 2.28 μm) and the square visibility in the CO (2-0) line vs. $\log(L/L_{\odot})$ (top) and the variability amplitude (bottom) for a sample of RSGs in blue (Arroyo-Torres et al. 2013; Wittkowski et al. 2012; this work), AGB stars in red (Arroyo-Torres et al., 2014) and Mira variable stars in magenta (Wittkowski et al., 2011) for visibilities in the continuum between 0.2 and 0.4. The dotted black lines show the range of predictions by the best-fit PHOENIX model of these sources, the dashed orange the range of predictions by the best-fit RHD simulation. Both lines overlap.

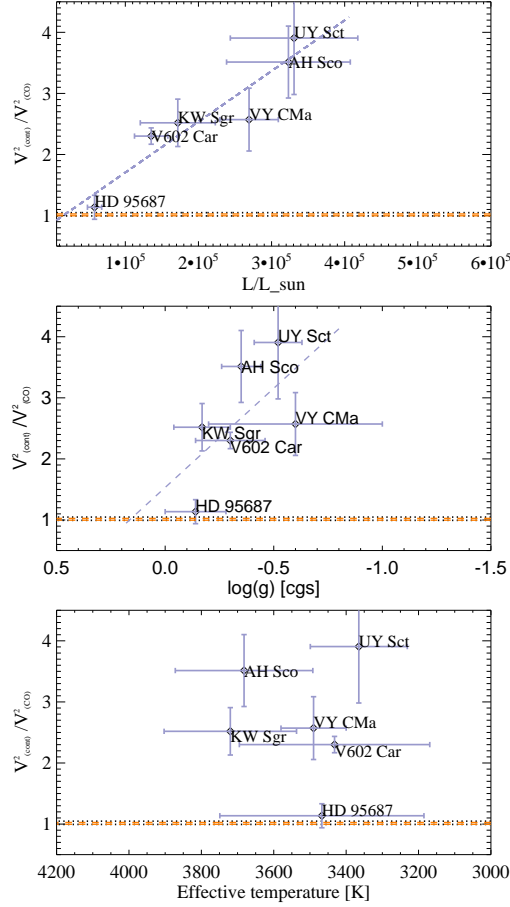


Figure 7.11: Ratio between the square visibility in the continuum (average between 2.27 and $2.28 \mu\text{m}$) and the square visibility in the CO (2-0) line vs. $\log(L/L_{\odot})$ (top), $\log(g)$ (middle), and the effective temperature (bottom) for the sample of RSGs (Arroyo-Torres et al. 2013; Wittkowski et al. 2012; this work). The dotted black lines show the range of predictions by the best-fit PHOENIX model of these sources, and the dashed orange the range of predictions by the best-fit RHD simulation. Both lines are overlap. The dashed gray lines, in the top and middle, show linear fits.

7.5. Comparisons with convection and pulsation models

In the following we discuss physical mechanisms that have been discussed as possible drivers of the observed large extensions of RSG atmospheres. In particular, we discuss convection models and pulsation models. Pulsation models have been successful to explain observed atmospheric extensions of Mira-variable AGB stars with shock fronts passing through the atmospheres.

7.5.1. 3-D convection models

The 3-D radiation-hydrodynamics simulations of red supergiant stars were computed with CO⁵BOLD (Freytag et al., 2012a). The code solves the coupled equations of compressible (magneto-)hydrodynamics and non-local radiative energy transport on a Cartesian grid. The "star-in-a-box" geometry is used and the computational domain is a cubic grid equidistant in all directions; the same open boundary condition is employed for all sides of the computational box. The tabulated equation of state takes the ionization of hydrogen and helium and the formation of H₂ molecules into account. The opacity tables are gray or use a frequency-binning scheme.

The main model parameters are (Chiavassa et al., 2011a): the stellar mass (entering the gravitational potential), the input luminosity in the core, and the abundances that were used to construct the equation-of-state and opacity tables. Average values of stellar radius, effective temperature, and surface gravity have to be derived from a relaxed model (Chiavassa et al., 2009, 2011a).

The models show large-scale convection cells (several in RSGs and only one to two for AGB stars) that span the entire convective envelope and have lifetimes of years. On the surface, there are smaller shorter-lived cells that resemble solar granules. According for instance to Samadi & Goupil (2001), convective flows excite acoustic waves through turbulent Reynolds stresses (i.e., essentially velocities) and turbulent entropy fluctuations. In the part of the 3-D RHD simulations that comprises the stellar interior, both are largest in or close to the downdrafts. Accordingly, acoustic waves are produced mostly in the downdrafts, and particularly during merging of downdrafts. While the fast downdrafts themselves actually impede the outward propagation of the waves, the waves spread into the surrounding upflow regions in which they can easily reach the stellar surface. When these waves reach the thin and cold photospheric layers, they steepen into shocks that travel through the atmosphere with a decreasing density of the post-shock gas. Their induced dynamical pressure exceeds the thermal gas pressure leading to a significant increase in the density scale height.

We used the pure-LTE radiative transfer *Optim3D* (Chiavassa et al., 2009) to compute intensity maps from three of these RHD simulations. This code takes the Doppler shifts occurring due to convective motions into account. The radiative transfer equation is solved monochromatically using pre-tabulated extinction coefficients as a function of temperature, density, and wavelength. The lookup tables are computed for the same chemical compositions as the RHD simulations using the same extensive atomic and molecular continuum and line opacity data as the latest generation of MARCS models (Gustafsson et al., 2008).

The three red supergiant (RSG) simulations are shown in the Table 7.5. On the other hand, we also tried the higher resolution simulation (401³ grid

points) st36gm00n05 (also in table 7.5). We considered several snapshots for each simulation and computed intensity maps in the wavelength range 1.90-2.60 μm with a constant spectral resolution of $R=\lambda/\delta\lambda \sim 20000$. Moreover, for every wavelength, a top-hat filter including 5 wavelengths close by has been considered. In total, about 70000 images for every simulation snapshot have been computed to cover the wavelength range of the observations.

Then, using the method explained in detail in Chiavassa et al. (2009), we computed azimuthally averaged intensity profiles. These profiles were constructed using rings regularly spaced in μ (where $\mu = \cos(\theta)$ with θ the angle between the line of sight and the radial direction).

Finally, we averaged the monochromatic intensity profiles to match the spectral channels of the individual observations (we reduced the spectral resolution to AMBER observations). Afterward, we estimated the synthetic visibility of each baseline using the Hankel transform in the same way as for the PHOENIX models described above.

Fig. 7.12 shows the intensity images at a continuum wavelength (2.20 μm) and at the CO (2-0) line (2.294 μm), together with the azimuthally averaged intensity profiles for the example of the snapshot of model st35gm03n07. The intensity images illustrate that the intensity in the CO line is lower by a factor of about 2 compared to the intensity in the continuum, which is consistent with observed flux spectra such as in Fig. 7.1 for the example of V602 Car. In the images, the linear intensity range is between 0 and 130000 $\text{erg/s/cm}^2/\text{\AA}$. Keeping the same scale seems to reduce the apparent luminosity of the CO image and thus also the contrast between bright and dark regions, however it is the opposite. The image of CO has a pseudo-continuum contribution due to CO opacities that increase the surface contrast and decrease the level of the structures, in particular at the limb. The CO line surface looks slightly more extended (purple color close to the stellar limb in the figure 7.12, central panel) but only by a few percent ($\sim 7\%$, estimated from Fig. 7.12 bottom panel at the 0% intensity)

Fig. 7.13 (top and middle panels) shows the example of our V602 Car data of Fig. 7.1 compared with the 3-D RHD simulation of Fig. 7.12. In the bottom panel, we show the predicted squared visibility amplitudes of the best-fit PHOENIX model to our data of V602 Car (cf. Fig. 7.1) compared to those of the RHD simulation of Fig. 7.12. The model-predicted visibility curves of the 3-D RHD simulation are very similar to the hydrostatic PHOENIX model at the AMBER resolution and can thus not explain the large observed atmospheric extensions of RSG stars.

The results are similar for all the RHD simulations employed in this work. In summary, it appears from the visibility curves that the atmospheric extension of RHD simulations is comparable to typical hydrostatic PHOENIX model within the spectral resolution of the actual observations.

RHD simulations of RSGs do not lead to a considerable increase of the radius. However, the situation may be different for the AGB simulations (Freytag & Höfner, 2008), where the ratio of the pressure scale height to the stellar radius is larger, giving rise to relatively larger convective structures, to larger-scale waves and shocks, and finally to a noticeable increase of the stellar radius. Thus, shock waves in AGB simulations may explain the atmospheric extension we see in the observations of Mira stars.

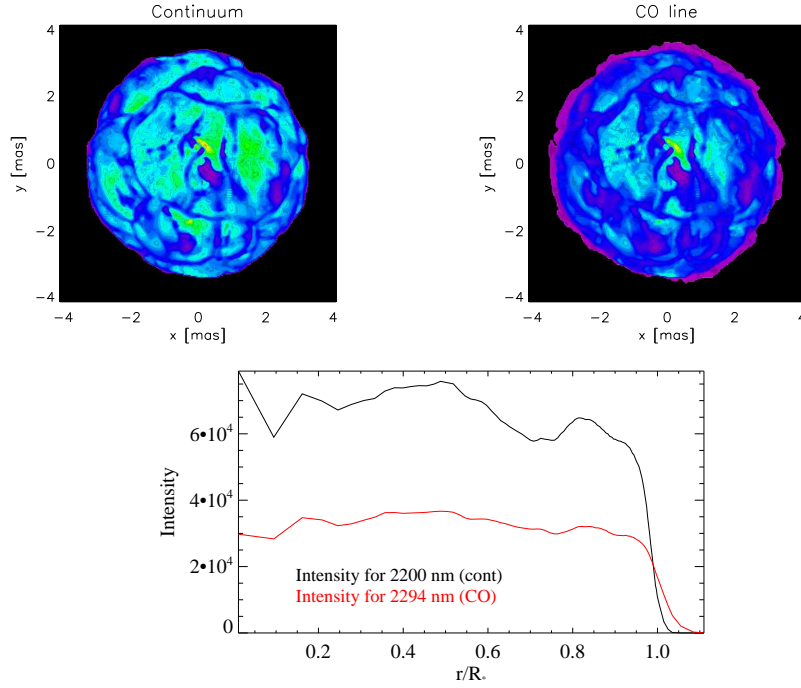


Figure 7.12: 3-D radiative-hydrodynamical (RHD) simulations of convection for one snapshot of model st35gm03n07 (see table 7.5). (Top) Image of the intensity at a continuum wavelength of $2.20\ \mu\text{m}$. (Middle) Image of the intensity at the CO (2-0) line at $2.294\ \mu\text{m}$. (Bottom) Azimuthally averaged intensity profiles of both images, where the black line denotes the continuum wavelength and the red line denotes the CO line. The radii is defined by $r/R_* = \sqrt{1 - \mu^2}$ (μ is explained in the text).

model	grid [grid points]	M_{pot} [M_{\odot}]	L [L_{\odot}]	T_{eff} [K]	R_{\star} [R_{\odot}]	$\log g$ [cgs]
st35gm03n07 ^a	235 ³	12	91 932±1400	3487±12	830.0±2.0	-0.335±0.002
st35gm03n13 ^b	235 ³	12	89 477±857	3430±8	846.0±1.1	-0.354±0.001
st36gm00n06	255 ³	6	23 994±269	3660±11	391.3±1.5	0.010±0.004
st36gm00n05 ^b	401 ³	6	24 233±535	3710±20	376.7±0.5	0.047±0.001

Tabla 7.5: RHD simulations of red supergiant stars used in this work. a) used in Chiavassa et al. (2009, 2010a, 2011b). b) Chiavassa et al. (2011a)

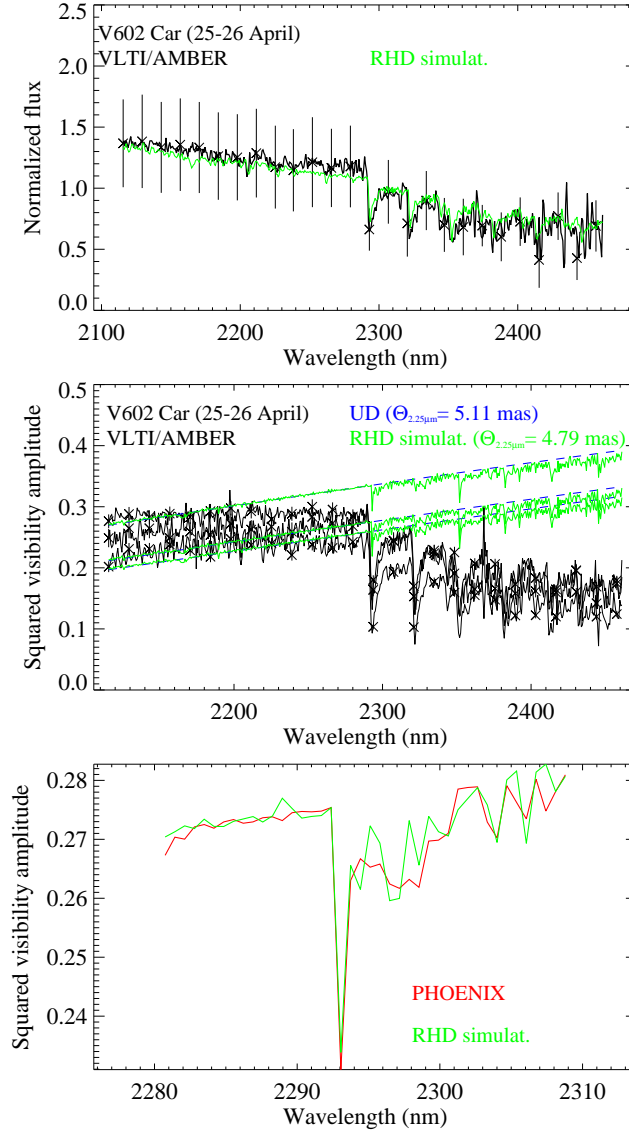


Figure 7.13: Observed normalized flux (top), square visibility amplitudes (middle) of V602 Car as in Fig. 7.1, compared to the prediction by the 3-D RHD simulations of Fig. 7.12. The black curves are the observational data, the green curve the RHD simulation, and the blue curve the best-fit UD model (it is underplotted to the green curve). Bottom: Enlargement of the synthetic squared visibility amplitudes of the CO (2-0) line ($2.294 \mu\text{m}$) predicted by the PHOENIX model atmosphere that best fits our V602 Car data (cf. Fig. 7.1) compared to the prediction by the RHD simulation of Fig. 7.12. The stellar parameters of the PHOENIX mode are $T_{\text{eff}}=3400 \text{ K}$, $\log(g)=-0.5$, $M=20 M_{\odot}$. Those of the RHD simulation are $T_{\text{eff}}=3487 \text{ K}$, $\log(g)=-0.335$, $R=830 R_{\odot}$, $M=12 M_{\odot}$.

7.5.2. Pulsation models

Self-excited pulsation models of Mira-variable AGB stars (Ireland et al. 2004a,b, 2008, 2011; Scholz et al. 2014) have been successful to describe interferometric observations of these sources, including their extended atmospheric molecular layers (Woodruff et al. 2009, Wittkowski et al. 2011, Hillen et al. 2012). The observed visibility spectra of our RSG sources show similar features as those of Mira stars, in particular at the CO bandheads (see Sect. 7.4). We have thus as a first step investigated whether pulsating model atmospheres of Mira variables can provide a good fit to our RSG stars as well, although the stellar parameters, in particular mass and luminosity, are very different and variability amplitudes of RSGs are typically lower by a factor of 2-3 compared to Miras (Wood et al., 1983). We used the recent CODEX model series by Ireland et al. (2008, 2011) and, as an example, have found best-fit models to the data of V602 Car as shown in Fig. 7.1. Fig. 7.14 shows one of the best-fit CODEX models compared to these data. The shown model is model 261460 of the o54 series. The o54 series is designed to describe the prototype Mira variable omi Ceti with a non-pulsating parent star of $M=1.1 M_{\odot}$, $L=5400 L_{\odot}$, $R=216 R_{\odot}$, $P=330$ days. Model 261460 is a model at phase 0.2 within a particularly extended cycle, with $L=7420 L_{\odot}$ and $T_{\text{eff}}=3154$ K. The model does not show all observational details, in particular the detailed overall slope of the flux and visibility spectra. However, it does match the drops of the CO bandheads in the visibility spectrum. Fig. 7.15 shows the intensity profile of this model, in the continuum ($2.25 \mu\text{m}$) and in the CO (2-0) line ($2.294 \mu\text{m}$), as an illustration of which kind of atmospheric extension is required to describe the observed visibility data. The intensity profile in the CO line extends to beyond 2 Rosseland radii, compared to an extension of a few percent as predicted by the 3-D RHD simulations of RSGs (Fig. 7.12).

As a next step, we calculated a new pulsation model based on stellar parameters that are typical for an RSG star: the non-pulsating parent star has $M=15 M_{\odot}$, $L=1.26 \cdot 10^5 L_{\odot}$, $R=954 R_{\odot}$, and its effective temperature is about 3600 K. The pulsation period of this model is about 750 days. These parameters are close to the star V602 Car discussed above ($T_{\text{eff}}=3432 \pm 263$ K, $L=1.35 \pm 0.23 \cdot 10^5 L_{\odot}$, $R=1050 \pm 165 R_{\odot}$, $P=645$ days). Fig. 7.16 shows the radius variation of selected mass zones of this pulsation model, the velocity at the photosphere, and the visual light curve. The amplitude of the photospheric radius variation is about 10% with radial velocities of up to about 5 km/sec. The model reproduces the amplitude of the visual light curve of V602 Car of about 1-1.5 mag. Whilst shock fronts enter the stellar atmosphere in a typical CODEX model of a Mira variable at or below optical depth 1, leading to a geometric extension of the stellar atmosphere of the order a few Rosseland radii (e.g., Ireland et al. 2011), it turns out that no shock fronts reach at any phase the atmospheric layers in case of the RSG

model. We also computed a higher amplitude version of this model with V mag., velocity, and radius amplitudes that are larger by a factor of 2–3. Although the surface moves in and out more, there are still no shocks in the atmospheric layers. We note that the moving photosphere might induce shocks at higher radii, beyond the region of these models, where the density is very low. This, however, could also not explain the observed atmospheric extensions above the photospheric layers. In our test model, the ratio $(r(\tau_{\text{Ross}} = 10^{-4}) - r(\tau_{\text{Ross}} = 1))/r(\tau_{\text{Ross}} = 1)$ which roughly measures the atmospheric extension is only 0.04 at four sample phases (-0.02, 0.27, 0.52, 0.76), and we see hardly depth-dependent outflow/infall velocities below 4 km/s (Fig. 7.16). For comparison, the PHOENIX model plotted in Fig. 7.1 has an extension of 0.04 as well.

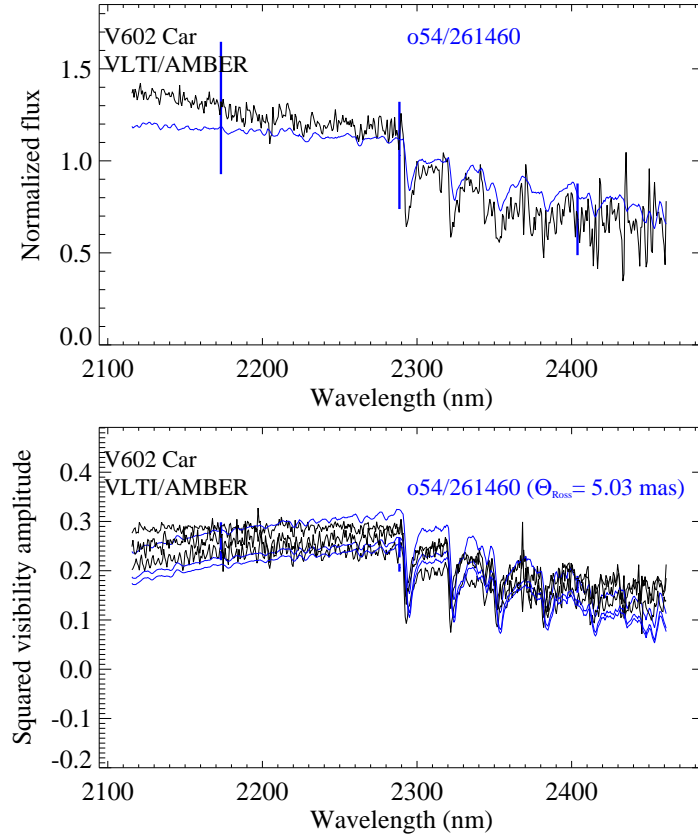


Figura 7.14: Observed normalized flux (top) and squared visibility amplitudes (bottom) of our V602 Car from Fig. 7.1, compared to one of the best-fit CODEX model atmospheres. The black lines denote the observational data, and the blue lines the model predictions for all three baselines (bottom). The model parameters are listed in the main text. The thick vertical lines indicate the uncertainties at three wavelength intervals.

A few test computations with higher parent-star luminosity ($3 \times 10^5 L_{\odot}$) and higher mass (25 and $15 M_{\odot}$) yield similar results. This means that the hydrostatic approximation should be well suited for calculating the stratification of the RSG atmosphere. We note in this context that the atmospheric scale height, $H \propto T_{\text{eff}} * R^2/M$, which would be an approximate measure of the atmospheric extension in case of a static stellar atmosphere, is of the same order of magnitude for typical Miras and for typical RSGs. For, e.g., the o54 model of the CODEX series that has about o Cet parameters and the above RSG model, one finds $H(\text{o54})/H(\text{RSG}) = 0.7$ and very small atmospheric extensions $H(\text{o54})/R(\text{o54}) \sim 0.023/\mu$ and $H(\text{RSG})/R(\text{RSG}) \sim 0.008/\mu$. The mean molecular weight is $\mu \sim 1.3$ for a normal solar element mixture with atomic hydrogen (molecular hydrogen is formed only in the high layers of the Mira models). We also note that H/R is approximately the ratio (gas particle thermal kinetic energy)/(gravitational potential at the stellar surface). In the RSG model, the typical gas particle has a speed of ~ 8 km/s in the atmosphere whereas pulsation velocities are only ~ 3 km/s. Hence, the pulsation energy is only $\sim 14\%$ of the particle thermal energy and, therefore, does not lead to significant atmospheric extension of the models.

Overall, the pulsation models for typical parameters of RSG stars lead to compact atmospheres with extensions similar to those of the PHOENIX and RHD models discussed above, and can thus also not explain the observed extensions of the molecular layers.

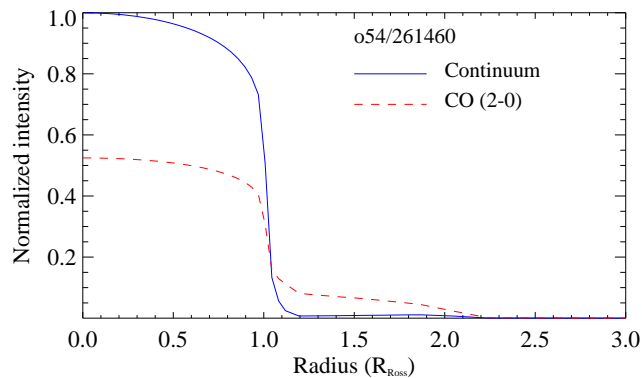


Figure 7.15: Intensity profile of the CODEX model o54/261460 in the continuum at $2.25 \mu\text{m}$ (solid blue line) and at the CO (2-0) line at $2.294 \mu\text{m}$ (dashed red line).

7.5.3. Discussion on alternative mechanisms

We showed in Sects. 7.3 and 7.4 that our interferometric observations of RSGs provide evidence of extended molecular layers for a sample of RSGs with luminosities between about $1 \times 10^5 L_{\odot}$ and $5 \times 10^5 L_{\odot}$ and effective temperatures between about 3350 K and 3750 K. These extensions are com-

parable to those of Mira variable AGB stars, which typically reach to a few photospheric radii. Furthermore, our observations of RSGs indicate correlations of increasing atmospheric extension with increasing luminosity and decreasing surface gravity, where considerable extensions of the CO (2-0) line are observed for luminosities above $\sim 1 * 10^5 L_{\odot}$ and for surface gravities below $\log(g) \sim 0$.

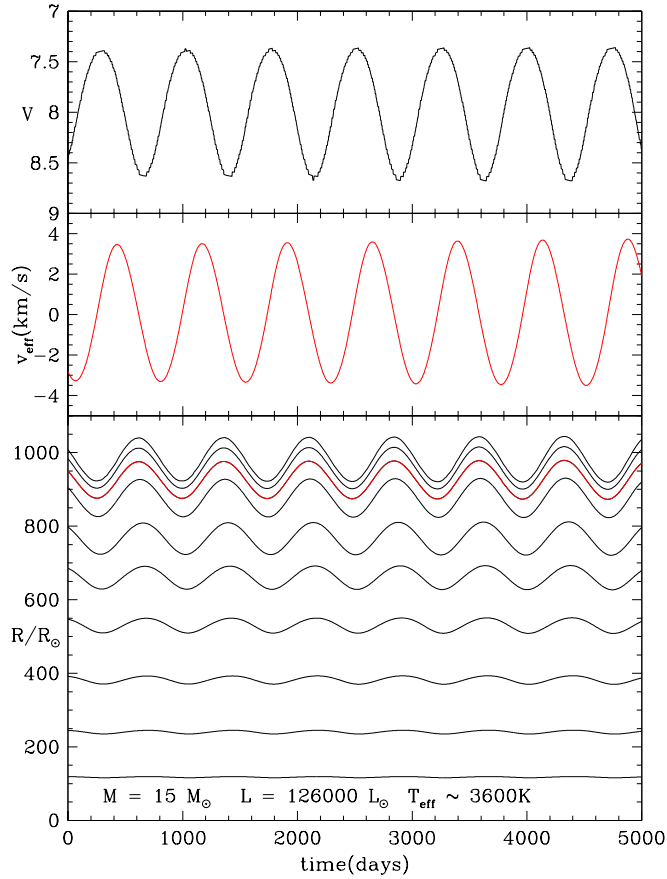


Figura 7.16: Pulsation model of a RSG with $M=15 M_{\odot}$, $L=126000 L_{\odot}$, $T_{\text{eff}} \sim 3600\text{K}$. Bottom panel: Radius variation of selected mass zones in a pulsating supergiant model with $M = 15 M_{\odot}$ and $L = 126000 L_{\odot}$ (black curves). The red curve is the velocity at the photosphere (defined as the point with Rosseland optical depth $2/3$). Middle panel: The velocity at the photosphere. Top panel: The visual light curve of the model, where the bolometric correction is obtained from the tables in Houdashelt et al. (2000a,b).

Comparisons of our interferometric data to available 1-D hydrostatic PHOENIX model atmospheres, new 1-D pulsation models, and available 3-D RHD simulations show that all of these theoretical models result in very

similar synthetic visibility values for the parameters of our observations. They indicate a compact atmospheric structure for all considered models, and none of these can currently explain the observed major extensions of the atmospheres of RSGs.

A large number of spectroscopic and interferometric studies of RGs and RGSs show that classical models do not explain the extended atmospheres of these sources (Tsuji, 2003, 2008). Studies of resolved $12\ \mu\text{m}$ spectra of red giant and supergiant stars show strong absorption lines of OH and H_2O , which are even larger than expected from a classical photosphere without a *MOLEcular sphere* around the stars (Ryde et al., 2002, 2003, 2006a,b).

Hereby, the new 1-D pulsation test models show velocity amplitudes below about 10 km/sec. These velocity amplitudes are consistent with observed long-term average velocity curves of Betelgeuse of $\sim 9\text{ km/sec}$ (Gray 2008, Fig. 6) and of a sample of RSGs of $\leq 10\text{ km/sec}$ (Josselin & Plez, 2007). These 1-D pulsation models are also consistent with typical amplitudes of the long-period visual light curves of RSGs of 1–3 mag.

In addition to these long-term average velocity curves, which we interpret as being caused by ordered pulsation motions and which are well explained by the new 1-D pulsation models, Gray (2008) and Josselin & Plez (2007) also report on higher velocity gradients and turbulent motions in the atmospheres on short time scales with velocities of up to 30 km/sec. These were explained by granulation and giant convection cells accompanied by short-lived oscillations. In addition, Ohnaka et al. (2011, 2013) reported on interferometric observations of Betelgeuse and Antares at two epochs each, which confirmed time variable atmospheric velocities of up to 20–30 km/sec. They suggested that these motions are related to the wind driving mechanism. They also concluded that the density of the extended outer atmospheres of Antares and Betelgeuse are significantly higher than predicted by current 3-D RHD simulations, so that convection alone can not explain the formation of the extended atmospheres. This conclusion is confirmed by our direct comparisons of interferometric data and synthetic visibilities based on current 3-D RHD simulations, and for a larger sample of 6 additional RSGs.

Current 3-D RHD simulations of RSGs are still limited in spatial resolution. However, we can compare older models of RSGs with low numerical resolution (235^3 grid points) and new models with better resolution (401^3 grid points). On the other hand, we also have better resolved models of AGB stars and even better resolved local models of solar-type stars – with a range of resolutions. From these comparisons, we conclude that future RSG simulations with higher resolution are indeed important and desirable, but that we do not expect the atmospheric velocity fields due to convection and pulsations alone to grow enough to remotely reach the amplitude necessary to give a molsphere extension of a few stellar radii as observed.

Josselin & Plez (2007) suggested that high velocities and steep velocity

gradients, possibly caused by convective motion, generate line asymmetries, that turbulent pressure decreases the effective gravity, and that this decrease combined with radiative pressure on lines initiates the mass loss. The spherically symmetric CODEX Mira model atmospheres do, indeed, show noticeable radiative acceleration a_{rad} which significantly affects the effective gravity in the atmospheric layers (e.g., Fig. 6 with Eq. 1 in Ireland et al. 2008), but still without any net outward acceleration. One should realize that the pulsation-generated very irregular velocity stratification (resulting in irregular $\rho(r)$, e.g., Figs. 14/15/16 in Ireland et al. 2011 and Fig. 2 in Scholz et al. 2014) favors large a_{rad} because of substantial line shifts. Velocity (outward/inward) variations can be quite strong, up to a few km/s between shock fronts, apart from the big “jumps” at shock front positions. The new RSG pulsation models described in Sect. 7.5.2 do not show this velocity stratification behavior. However, they are also solely based on long term velocity variations caused by pulsation motion. It is plausible that much steeper velocity gradients on shorter time scales, as reported by Gray (2008), and not included in these models, might generate accelerations on Doppler-shifted molecular lines that sufficiently extend the molecular atmosphere. Although already suggested in 2007, more detailed calculations of this effect for RSGs and its implementation in the 3-D RHD simulations are still pending and are also outside the scope of the present paper. Our observed correlation of increasing atmospheric extension with increasing luminosity and decreasing surface gravity (cf. Fig. 7.11) supports such a radiatively driven extension of the atmospheres of RSGs.

The proposed scenario of radiation pressure on Doppler-shifted lines is in a way reminiscent of what happens in the winds of hot stars. However, it should be noted that –unlike for hot stars– RSGs form dust at larger radii (typically ~ 20 stellar radii, Danchi et al. (1994) so radiation pressure on dust cannot occur in the wind acceleration zone (Josselin & Plez, 2007). In the case of RSGs, the proposed radiative pressure on molecular lines may only levitate the molecular atmosphere up to radii where dust can form (as suggested by Josselin & Plez (2007), analogous to shock fronts for Miras, albeit not lifting the material outside the gravitational potential. However, the detailed dust formation, condensation sequence, and mass-loss mechanisms are also not yet fully understood in the case of oxygen-rich AGB stars (cf., e.g., Karovicova et al. 2013 for a recent discussion). Recent indications based on a polarimetric aperture masking technique (Norris et al., 2012) and on mid-infrared interferometry (Wittkowski et al. 2007; Karovicova et al. 2011, 2013) point toward transparent dust grains forming already at relatively small radii of about 1.5 stellar radii. These may be grains of amorphous Al_2O_3 and/or magnesium-rich iron-free (“forsterite”) silicates, while iron-rich silicates form at larger radii. Verhoelst et al. (2006) found a similar evidence for amorphous alumina in the extended atmosphere of the RSG Betelgeuse

as close as ~ 1.4 stellar radii, while iron-rich silicates indeed had an inner radius of 20 stellar radii in their model. However, Kamiński et al. (2013) do not observe the presence of AlO in the inner outflow in the spectrum obtained with the Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph (UVE) at the Very Large Telescope (VLT). On the other hand, they have detected AlO-bearing gas in the wind-acceleration zone, out to $20 R_*$. If the presence of transparent grains is confirmed at small radii of ~ 1.5 stellar radii, it would play a crucial role for the dust condensation sequence and the overall mass-loss process of both oxygen-rich AGB stars and RSGs.

Grunhut et al. (2010), Aurière et al. (2010), and Bedecarrax et al. (2013) detected weak ($< 1\text{G}$) magnetic fields in one third of their sample of late type supergiants, with their sensitivity limit. They suggested that magnetic fields are generated by dynamo action, and that weak fields may be excited in all cool supergiants. It has been discussed that magnetic fields may also play a role in the mass-loss process of RSG stars alongside other processes as discussed above. Thirumalai & Heyl (2012) recently presented a magnetized hybrid wind model for Betelgeuse, combining a Weber-Davis stellar wind with dust grains, that was able to lift stellar material up from the photosphere and into the circumstellar envelope. One of us (BF) recently produced a set of $5\text{-}M_\odot$ -RSG RHD models without and with magnetic field. These first simulations with magnetic fields did not significantly alter the stratification of the model, however, more calculations are needed to reach a real conclusion. We also note that the good overall fit of the hydrostatic PHOENIX models in the continuum bands means that the temperature structure vs. optical depth is roughly correct, so that additional heating of the atmosphere is not a missing mechanism. In addition, rigid rotation or differential rotation (e.g., a rapidly rotating core) are processes that are not included in our models but may contribute to the atmospheric extension and to the mass-loss process.

7.6. Summary and conclusions

Our spectro-interferometric observations with AMBER are a good tool for studying the continuum-forming layer and molecular layers separately and for constraining the atmospheric structure of RSGs. We used the continuum near $2.2\ \mu\text{m}$, which is mostly free of molecular contamination, to estimate the angular diameters of the targets. Together with estimates of the distances and the bolometric fluxes, we also derived fundamental stellar parameters such as the luminosity, the Rosseland radius, and the effective temperature.

With the effective temperature and the luminosity, we located our targets in the HR diagram. Their locations are close to evolutionary tracks that correspond to initial masses of $20\text{-}25/15\text{-}20 M_\odot$ (V602 Car), $12\text{-}15/9\text{-}15 M_\odot$ (HD 95687), and $5\text{-}12/7\text{-}9 M_\odot$ (HD 183589) with or without rotation. All

target positions are consistent with the red limits of recent evolutionary tracks. HD 183589 shows a lower luminosity and thus lower mass compared to our other sources. It may more likely be a (super-)AGB star instead of a RSG star.

The near-infrared spectra of all our target are reproduced well by hydrostatic PHOENIX model atmospheres, including the CO bands. We had observed the same behavior in our previous project (Wittkowski et al. 2012, Arroyo-Torres et al. 2013).

The observed visibility curves of our sample of RSGs show large drops in the CO (2.3–2.5 μm) and partly in the H₂O (1.9–2.1 μm) bands, indicating major extensions of the atmospheric molecular layers. As a first characterization of the extensions, we calculated the square visibility ratios between the nearby continuum and the CO (2-0) bandhead. More detailed observations using a larger number of data points, possibly imaging campaigns, and a higher spectral resolution to better isolate the CO bandhead are desirable for a more accurate description of the extensions. Nevertheless, we observed a linear correlation between the visibility ratios of our RSGs and the luminosity and surface gravity, indicating an increasing atmospheric extension with increasing luminosity and decreasing surface gravity. With that, we observed considerable atmospheric extensions of RSGs only for luminosities beyond $\sim 10^5 L_{\odot}$ and for surface gravities below $\log(g) \sim 0$. We did not observe a correlation with effective temperature or variability amplitude. Compared to Mira stars, we noticed comparable extensions between RSGs and Mira stars, which extend to a few stellar radii. Mira stars did not exhibit the correlations with luminosity and surface gravity that we observed for RSGs. This suggests that the extended atmospheric structure may be generated by different processes for each type of star. For Miras, the extensions are believed to be triggered by shocks that are generated by pulsations and that enter the atmospheric layers.

The synthetic visibility amplitudes of hydrostatic PHOENIX models did not predict the strong visibility drops in the molecular bands, and can thus not explain their observed major extensions. To further constrain processes that were discussed as possible drivers of the extensions, we compared our data to available 3-D RHD simulations of convection and to new 1-D pulsation models for typical parameters of our RSGs. Both models resulted in a compact atmospheric structure as well, produced similar observable synthetic visibility values as the PHOENIX models, and could therefore not explain the major extensions. We note that the actual atmospheric extension of 3-D RHD simulations is not enough to take the contribution of the molecular extended layers into account. Improvements in this direction may alter the appearance of the stellar surface with respect to typical 3-D RHD simulations of the photosphere as shown in Fig. 7.12. This may be particularly important for interferometric observations taken with broad bandpasses, which are

contaminated by molecular bands.

Our observed correlation of increasing atmospheric extension with increasing luminosity and decreasing surface gravity supports a scenario of a radiatively driven extension caused by radiation pressure on Doppler-shifted molecular lines. We speculate that another ingredient of the mass-loss process could be acceleration on dust grains that may form already at a few stellar radii, a process which may possibly be further supported by magnetic fields or, differential rotation (e.g., a rapidly rotating core). In this case, the radiative acceleration on molecular lines would only be needed to levitate the atmosphere up to the point where the dust grains are formed.

Capítulo 8

Spectro-interferometric study of red giant stars

This chapter is based on the paper:

**VLTI/AMBER observations of cold giant stars: atmospheric
structures and fundamental parameters**

B. Arroyo-Torres, I. Martí-Vidal, J. M. Marcaide, M. Wittkowski, J.C.
Guirado, P. H. Hauschildt, A. Quirrenbach, and J. Fabregat,
2014, *A&A*, 566, 88

Abstract

Aims: The main goal of this research is to determine the angular size and the atmospheric structures of cool giant stars (ϵ Oct, β Peg, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya) and to compare them with hydrostatic stellar model atmospheres, to estimate the fundamental parameters, and to obtain a better understanding of the circumstellar environment.

Methods: We conducted spectro-interferometric observations of ϵ Oct, β Peg, NU Pav, and ψ Peg in the near-infrared K band (2.13-2.47 μm), and γ Hya (1.9-2.47 μm) with the VLTI/AMBER instrument at medium spectral resolution (~ 1500). To obtain the fundamental parameters, we compared our data with hydrostatic atmosphere models (PHOENIX).

Results: We estimated the Rosseland angular diameters of ϵ Oct, β Peg, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya to be 11.66 ± 1.50 mas, 16.87 ± 1.00 mas, 13.03 ± 1.75 mas, 6.31 ± 0.35 mas, and 3.78 ± 0.65 mas, respectively. Together with distances and bolometric fluxes (obtained from the literature), we estimated radii, effective temperatures, and luminosities of our targets. In the β Peg visibility, we observed a molecular layer of CO with a size similar to that modeled with PHOENIX. However, there is an additional slope in absorption starting around 2.3 μm . This slope is possibly due to a shell of H₂O that

is not modeled with PHOENIX (the size of the layer increases to about 5% with respect to the near-continuum level). The visibility of ψ Peg shows a low increase in the CO bands, compatible with the modeling of the PHOENIX model. The visibility data of ϵ Oct, NU Pav, and γ Hya show no increase in molecular bands.

Conclusions: The spectra and visibilities predicted by the PHOENIX atmospheres agree with the spectra and the visibilities observed in our stars (except for β Peg). This indicates that the opacity of the molecular bands is adequately included in the model, and the atmospheres of our targets have an extension similar to the modeled atmospheres. The atmosphere of β Peg is more extended than that predicted by the model. The role of pulsations, if relevant in other cases and unmodeled by PHOENIX, therefore seems negligible for the atmospheric structures of our sample. The targets are located close to the red limits of the evolutionary tracks of the STAREVOL model, corresponding to masses between $1 M_{\odot}$ and $3 M_{\odot}$. The STAREVOL model fits the position of our stars in the Hertzsprung-Russell (HR) diagram better than the Ekström model does. STAREVOL includes thermohaline mixing, unlike the Ekström model, and complements the latter for intermediate-mass stars.

8.1. Introduction

The motivation for our study is to improve our understanding of the circumstellar environment of asymptotic giant branch stars (AGBs) close to the photosphere, to obtain estimates about their fundamental parameters, and to locate them in the Hertzsprung-Russell (HR) diagram. The location of the stars in the HR diagram is very important for calibrating stellar evolutionary models for intermediate-mass stars.

Interferometric techniques at visible and IR wavelengths are important for resolving the stellar disk to better understand the circumstellar environment (Quirrenbach et al. 1993, Perrin et al. 2004). Recent studies with VLTI/AMBER and VLTI/MIDI have provided information about the pulsation and the mass-loss of AGB stars (Ohnaka et al. 2006, 2007; Wittkowski et al. 2007; Chiavassa et al. 2010b; Karovicova et al. 2011, 2013) and about the structure of the molecular distribution in AGB stars (Wittkowski et al. 2008, 2011; Martí-Vidal et al. 2011).

Quirrenbach et al. (1993, 2001) studied the TiO band (around 712 nm) in the atmosphere of cold giant stars (spectral type M). Their interferometric observations were made with two filters, one centered on the TiO band, and the other on the continuum close to that band. They observed an increase of the size of the star corresponding to the TiO band with respect to the size in the continuum. After fitting the PHOENIX models (Hauschildt & Baron, 1999) to their data, they concluded that the diameter ratio between the TiO

band and the continuum agreed with models computed for a mass of $0.5 M_{\odot}$; but the evolutionary models predict for these stars masses of about $5 M_{\odot}$. This disagreement might be explained by the existence of a transition zone at the base of the stellar wind (Tsuji, 2008), which could provide sufficient opacity in the TiO band to make the AGB larger than the size predicted by the PHOENIX model.

Martí-Vidal et al. (2011) observed RS Cap (AGB star of spectral type M6/M7III) with the VLTI/AMBER instrument in the K band. They found that the apparent size of the star increased around 12% in the CO band ($2.29 \mu\text{m}$ - $2.47 \mu\text{m}$). The fit to the data with MARCS models (Gustafsson et al., 2008) was reasonable, although the lower visibilities in the CO band were not reproduced. These authors added an ad hoc spherical water envelope around the star (Perrin et al., 2004) that made the synthetic visibilities and the observations in the CO bands appear consistent.

Cruzalèbes et al. (2013) observed sixteen red giants and supergiants with VLTI/AMBER over a two-year period. They used MARCS models to fit their data. Their estimates of the angular diameters were moderately dependent on the variation of the model input parameters T_{eff} , $\log(g)$, and ξ_{turb} . Eight of these sources were studied for the first time but the others had been studied earlier with Long-Baseline Interferometry (LBI), and the angular diameter estimates obtained with both methods were similar.

Cusano et al. (2012) studied five giant stars while investigating planet formation around stars more massive than the Sun. They estimated the uniform disk (UD) and limb-darkened (LD) angular diameters and the effective temperatures of these sources. The measurements of both angular diameters (UD and LD) were consistent within 1.5σ , the differences being smaller than 0.8%. Their estimates were also consistent with the values derived by da Silva et al. (2006).

In this paper we study a sample of cool giant stars with VLTI/AMBER. We locate our targets in the HR diagram and compare our results with those of the red supergiant stars studied in Arroyo-Torres et al. (2013). The remainder of this paper is structured as follows: in Sect. 8.2, we describe our AMBER observations and the data reduction, in Sect. 8.3, we present the PHOENIX model used, in Sect. 8.4, we report and discuss our results. Finally, we present our conclusions in Sect. 8.5.

8.2. Observations and data reduction

We observed ϵ Oct (M5 III), β Peg (M2.5 II-III), NU Pav (M6 III), ψ Peg (M3 III), and γ Hya (G8 III) with the ESO Very Large Telescope Interferometer (VLTI), using three of the auxiliary telescopes of 1.8 m diameter, and the AMBER instrument (Astronomical Multi-BEam combineR) with the external fringe tracker FINITO (Petrov et al., 2007). We observed in

medium-resolution mode ($R \sim 1500$) in the K-2.3 μm band (γ Hya has been also observed in band K-2.1). We scheduled our observations as sequences of cal-sci-cal (cal is calibrator and sci is our target), with five scans for each of them. The integration time (DIT) of each frame was 0.2s (for ϵ Oct, β Peg, NU Pav, and ψ Peg) and 1.0s (for γ Hya). The stars ϵ Oct and β Peg were each observed with two different arrays. In Table 8.1, we show information about our observations and the calibrator used for each target. In Table 8.2, we show the calibrators used for our observations, selected from the ESO Calibration Selector CalVin, in turn based on the catalog of Lafrasse et al. (2010).

Raw visibilities and closure phases were obtained from our AMBER data using the latest version of the *amdlib* data reduction package (Tatulli et al. 2007; Chelli et al. 2009). First, we removed the bad-pixel map and corrected for the flat contribution. Then we calculated the pixel-to-visibility matrix (P2VM) to calibrate our data for the instrumental dispersive effects, and obtained the interferometric observables. Next, we appended all scans of the same source taken consecutively and selected and averaged the resulting visibilities of each frame using appropriate criteria. In our case, the criteria were based on the flux (we selected all frames with flux densities three times higher than the noise) and on the signal-to-noise ratio (S/N). We only used 80% of the remaining frames with the best S/N ¹.

Using in-house developed IDL (Interactive Data Language) scripts we performed the absolute wavelength calibration by correlating the AMBER flux spectra with a reference spectrum, that of the star BS 4432 (spectral type K4.5 III, similar to our calibrators; Lançon & Wood 2000). A relative flux calibration of the targets was performed by using the instrumental response, estimated from the calibrators and the BS 4432 spectrum. Finally, calibrated visibility spectra were obtained by using the average of two transfer functions obtained from calibrator observations before and after each science target observation: $V_{sci}^c = V_{sci}^m / 0,5(\mathcal{T}_{cal_1} + \mathcal{T}_{cal_2})$. In the case of ϵ Oct and NU Pav, we only used one calibrator, because the visibilities of the other were not of sufficient quality. The errors of the calibrated visibilities were estimated by error propagation. For each calibrator, the error of the transfer function $\Delta\mathcal{T}$ was calculated as $\Delta\mathcal{T} = \sqrt{\Delta\mathcal{T}_A^2 + \Delta\mathcal{T}_B^2 + 0,05^2}$. The first term was obtained as $\Delta\mathcal{T}_A = \Delta V_{cal}^m / V_{exp}$ where ΔV_{cal}^m were the uncertainties of the measured calibrator visibilities and $V_{exp} = 2J_1(\pi\theta B/\lambda) / (\pi\theta B/\lambda)$, with θ the angular diameter adopted for the calibrator. The second term was defined as $\Delta\mathcal{T}_B = |\mathcal{T}_{cal_1} - \mathcal{T}_{cal_2}|/2$. The value of 0.05 was a systematic error adopted. This term is relevant when only one calibrator is available (then we make $\mathcal{T}_{cal_1} = \mathcal{T}_{cal_2}$ for practical reasons) or when by chance \mathcal{T}_{cal_1} and \mathcal{T}_{cal_2} are very similar.

¹see AMBER Data Reduction Software User Manual;
<http://www.jmmc.fr/doc/approved/JMMC-MAN-2720-0001.pdf>

Target (Sp. type)	Date	Baseline	Projected Baseline m	PA deg	Calibrator
ϵ Oct (M5 III)	2012 Jun 25	D0-A1-C1	28.9/15.4/15.1	-119/79/-138	HIP 104755
	2012 Aug 02	B2-A1-C1	10.26/15.62/7.83	-96.1/57.8/22.7	HIP 104755
β Peg (M2.5 II-III)	2012 Jun 25	D0-A1-C1	30.4/15.6/16.4	-122/76.6/140	HIP 114144 - HIP 1168
	2012 Aug 09	B2-A1-C1	11.1/14.5/7.0	-69.2/82.80/35.20	HIP 114144 - HIP 1168
NU Pav (M6 III)	2012 Aug 02	B2-A1-C1	10.9/15.8/9.8	-70.6/71.6/28.8	HIP 82363
ψ Peg (M3 III)	2012 Jun 16	D0-I1-G1	82.1/32.8/66.1	102/-128/124.5	HIP 114144 - HIP 1168
γ Hya (G8 III)	2013 Mar 16	A1-G1-J3	74.9/132.2/135.7	118/15.3/47.7	K Hya

Tabla 8.1: Details of our observations. The AMBER instrument mode is K-2.3 μm (2.12-2.47 μm). The projected baseline is the projected baseline length for the AT VLTI baseline used, and PA is the position angle of the baseline (North through East). γ Hya has been observed in K-2.1 and K-2.3 bands, which together cover the range 1.9-2.47 μm .

	Spectral type	Angular diameter (mas)
HIP 82363	K5 III	5.73 \pm 0.41
HIP 104755	M1.5 III	4.20 \pm 0.30
HIP 86929	K2 II	3.55 \pm 0.25
HIP 114144	M1 III	4.25 \pm 0.30
HIP 1168	M2 III	4.09 \pm 0.29
K Hya	K5 III	2.20 \pm 0.03

Tabla 8.2: Calibration sources

8.3. Modeling: PHOENIX

Our goals are to estimate the angular diameters of our stars and then derive their fundamental parameters. For the purpose of estimating the stellar angular diameter, we compared our observables with those provided by PHOENIX model atmospheres (version 16.03, Hauschildt & Baron 1999), which incorporates a model with a hydrostatic atmosphere, local thermodynamic equilibrium and spherical geometry). We used the grid corresponding to $1 M_{\odot}$, that was also used by Arroyo-Torres et al. (2013). This grid includes effective temperatures between 2500 K and 8000 K in steps of 100 K, surface gravities between $\log(g)=-0.5$ and $\log(g)=4.0$ in steps of 0.5 (in cgs units), and solar metallicity. Within these grids, the model provides intensity profiles for different angles of the star. To compare these models with our data, we need the flux integrated over the stellar disk and the visibility values for the baseline used. To obtain this flux, we tabulated model intensity profiles at 64 viewing angles for wavelengths 21000 to 25000 in steps of 0.01. Then, we averaged the monochromatic intensity profiles to match the spectral channels of the individual observations and computed the data of the model for that match (see a full description of the procedure in Wittkowski et al. 2004).

8.3.1. Fitting the PHOENIX model to the observations

After obtaining the grids, and using estimates of the distance and the bolometric flux (see Sect. 8.4.2), we proceeded to fit the PHOENIX model to our data to obtain the fundamental parameters of our stars. This iterative process was explained in Arroyo-Torres et al. (2013). In this case, we selected the initial T_{eff} given by Dyck et al. (1998) and van Belle et al. (2009): $T_{\text{eff}}=3330$ K for ϵ Oct; $T_{\text{eff}}=3890$ K for β Peg; $T_{\text{eff}}=3248$ K for NU Pav; $T_{\text{eff}}=3475$ K for ψ Peg; and $T_{\text{eff}}=5087$ K for γ Hya. We adopted an initial surface gravity of $\log(g)=0.0$ throughout.

After all the iterations, the final values for the PHOENIX model are for ϵ Oct, $T_{\text{eff}}=3500$ K, $\log(g)=0.0$; for β Peg, $T_{\text{eff}}=3800$ K, $\log(g)=1.0$; for NU Pav, $T_{\text{eff}}=3500$ K, $\log(g)=0.0$; for ψ Peg, $T_{\text{eff}}=3700$ K, $\log(g)=1.0$; and for γ Hya, $T_{\text{eff}}=4800$ K, $\log(g)=2.0$. For all five cases, we used a model with solar metallicity, micro-turbulent velocity of 2 km/s, and mass of $1 M_{\odot}$. We note that the structure of the atmosphere is not very sensitive to variations of the mass (Hauschildt et al., 1999b). Certainly, any of those structure variations are below the level of the detectability of our interferometer.

8.4. Results and discussion

Figures 8.1 to 8.4 show the visibility amplitudes, the closure phases, the uniform disk diameters for the stars ϵ Oct, β Peg, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya, respectively, and also the fluxes for all of them but γ Hya. For ϵ Oct and β Peg, we have observations of two different epochs (2012 June -left panel- and 2012 August - right panel), while for ψ Peg, NU Pav, and γ Hya, we only have observations of one epoch (2012 June, 2012 August, 2013 March, respectively).

The visibility curves are shown in the top panels of Figs. 8.1 to 8.4. In these figures, we see no visibility decrease at the positions of the CO lines (in contrast with the results shown in Martí-Vidal et al. 2011, for RS Cap, or in Arroyo-Torres et al. 2013, for a sample of RSGs). Similarly, there is no drop in the visibility between $2.3\ \mu\text{m}$ and $2.5\ \mu\text{m}$ either. For our sources (except for β Peg), the synthetic visibilities are consistent with our observations. Since the PHOENIX model uses a hydrostatic atmosphere model and a limb-darkened disk, ϵ Oct, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya are compatible with a limb-darkened disk and a hydrostatic atmosphere. On the other hand, β Peg shows a decrease of the visibility in the CO lines greater than the synthetic visibilities, and also a weak systematic trend in the range $2.3\text{-}2.5\ \mu\text{m}$, like that observed in RS Cap.

The uniform disk diameters calculated from our data as a function of wavelength are shown in the second panel of Figs. 8.1 to 8.4. In the observations from 2012 August, we see a larger scatter in the data, which prevents us from drawing any firm conclusion about the possible larger diameter in the CO lines (the atmospheric conditions were poor these nights). In the case of ϵ Oct, the data from 2012 Jun 25 show that the uniform disk diameter is constant across the band. Thus, the CO bandheads do not present a larger size than for the continuum of the star. The synthetic visibilities and our observations are consistent. The β Peg data observed in 2012 Jun 25 show a size in the CO band similar to that predicted by the PHOENIX model, but this source also presents an additional slope in the data that is not predicted by the PHOENIX model. This slope is perhaps due to a layer of H_2O that is not present in the model (as in RS Cap, Martí-Vidal et al. 2011). The increase of the angular diameter in the CO region is about 5.3% with respect to the near-continuum bandpass diameter. The NU Pav data have so much scatter that we cannot discern any change in the angular diameter of the region related to the CO lines. The ψ Peg data show a very small increase of the angular diameter in the CO band, similar to the one synthesized in the PHOENIX model. Finally, the uniform disk diameter for γ Hya is constant in both bands (K-2.1 and K-2.3), with the size at the CO bandheads not larger than in the continuum. In summary, the PHOENIX predictions agree well with the data, showing that the simulated atmospheres are as compact

as the observed ones, except for β Peg, with a 5.3% size increase clearly visible in the data but not modeled by PHOENIX.

The closure phases are shown in the third panel of Figs. 8.1 to 8.4. They show low values (≤ 20 deg) across the band, indicating little or no deviations from point symmetry. However, as our measurements lie in the first visibility lobe, we cannot exclude asymmetries on scales smaller than the observed stellar disk.

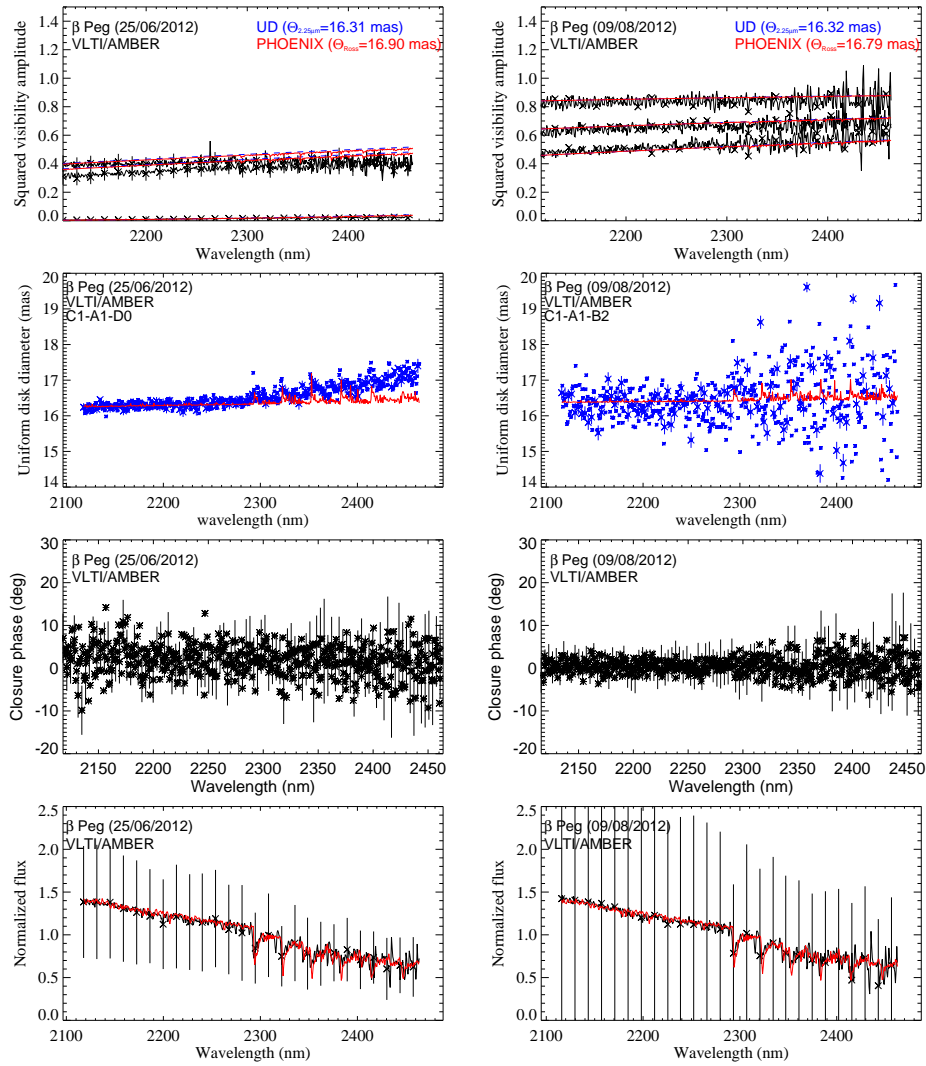


Figure 8.1: Left: from top to bottom, observed (black) squared visibility amplitudes, UD diameters predicted from our data (blue) and from the best-fit PHOENIX model (red), closure phases in degrees, and normalized flux of β Peg obtained on 2012 Jun 25. Right: same as left for data obtained on 2012 Aug 09.

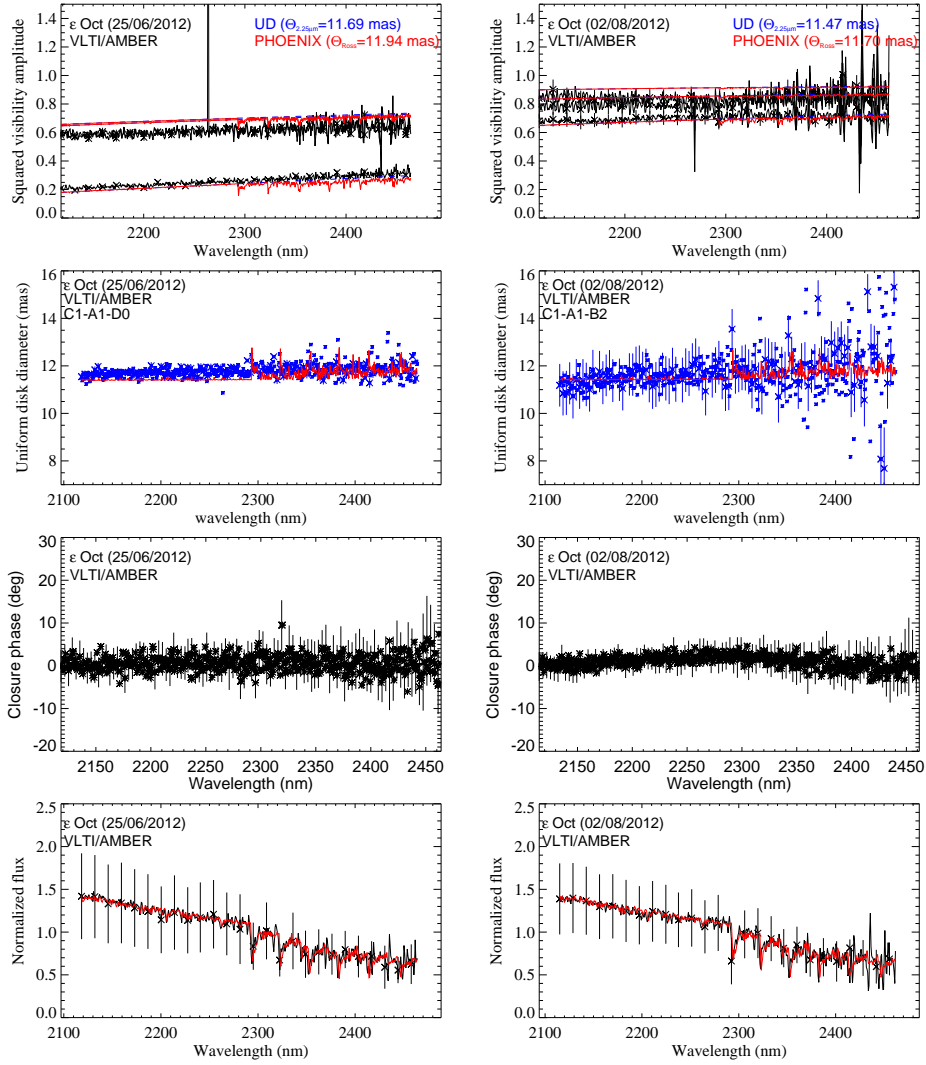


Figure 8.2: Left: from top to bottom, observed (black) squared visibility amplitudes, UD diameters predicted from our data (blue) and from the best-fit PHOENIX model (red), closure phases in degrees, and normalized flux of ϵ Oct obtained on 2012 Jun 25. Right: same as left, but for data obtained on 2012 Aug 02.

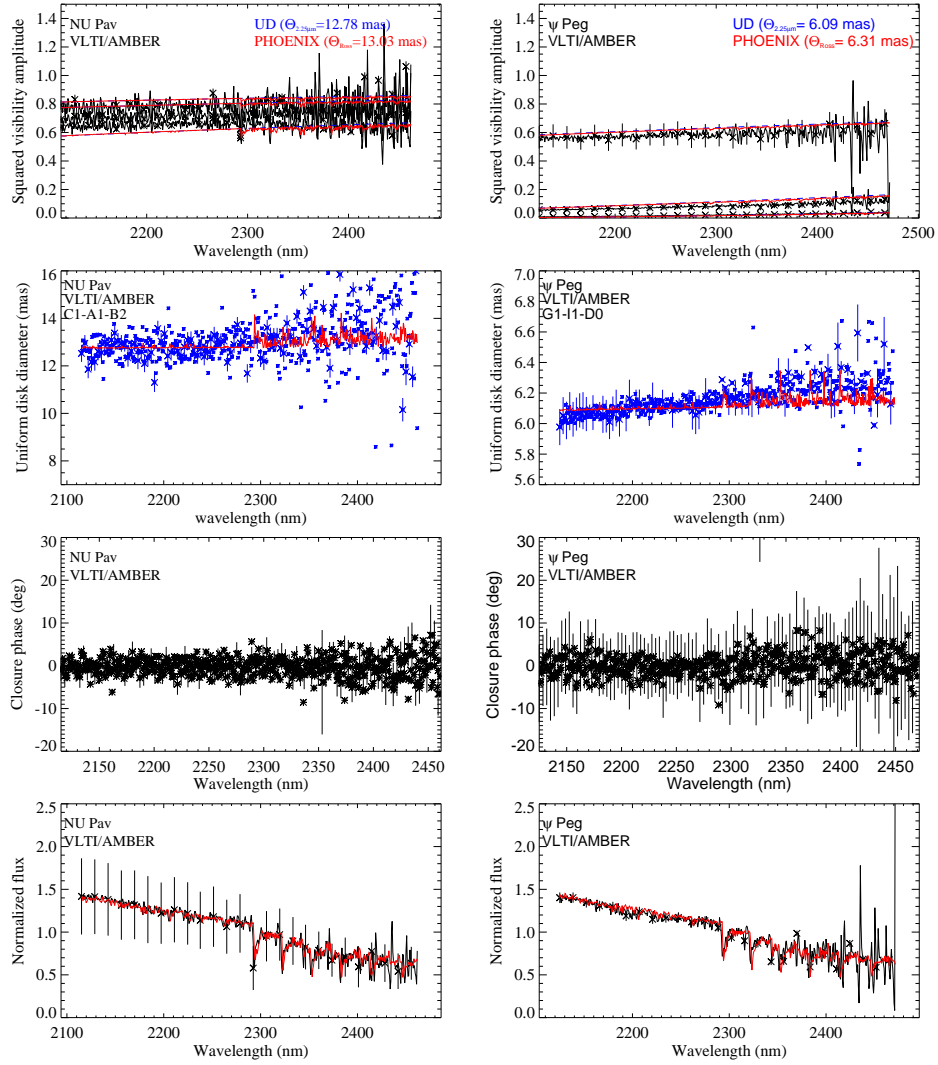


Figure 8.3: Left: from top to bottom, observed (black) squared visibility amplitudes, UD diameters predicted from our data (blue) and from the best-fit PHOENIX model (red), closure phases in degrees, and normalized flux of NU Pav obtained on 2012 Aug 02. Right: same as left, but for data from ψ Peg obtained on 2012 Jun 16.

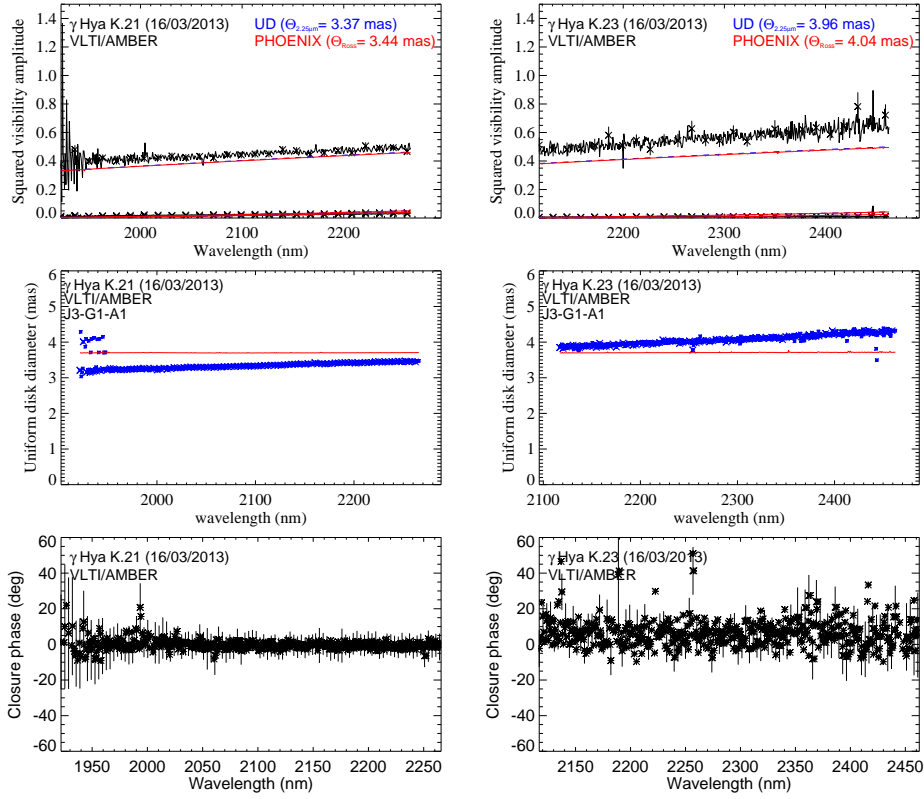


Figure 8.4: Left: from top to bottom, observed (black) squared visibility amplitudes, UD diameters predicted from our data (blue) and from the best-fit PHOENIX model (red), and closure phases in degrees of γ Hya obtained on 2013 Mar 16. Right: same as left, but obtained with the MR-K $2.3 \mu\text{m}$ setting.

The fourth panel in Figs. 8.1 to 8.3 shows the normalized flux spectra of our targets. For γ Hya we do not have spectra data because there was an error with the data formatting during the observation. In the normalized spectra, we observe a decreasing flux from $2.25 \mu\text{m}$ and strong absorption lines of CO. The synthetic spectra of the PHOENIX model agree well with our data, in particular in the CO bandheads. This indicates that the opacities of CO lines in cool giant stars are well reproduced by the PHOENIX model (as found previously by Lançon et al. 2007).

We note that the sizes estimated in the CO bandheads of all the stars in our sample match the extension of the CO layers predicted by the PHOENIX hydrostatic models (with the exception of β Peg, for which an additional layer of water vapor may be necessary). In contrast, much more extended CO layers, which cannot be reproduced by hydrostatic models, have been reported in other AGB and RSG stars (Martí-Vidal et al. 2011 Wittkowski et al. 2008, 2012; Arroyo-Torres et al. 2013).

The stars reported here are semiregular late-type giants (ϵ Oct and

NU Pav), an irregular pulsating variable (β Peg), a normal giant (ψ Peg), and a low-amplitude variable (γ Hya). These stars are characterized by short and irregular periods, with a low or very low variability amplitude (ΔV between 0.06 and 0.72; see Table 8.3). However, the stars reported in Arroyo-Torres et al. (2013) and Martí-Vidal et al. (2011) are semiregular giants with much longer periods and variability amplitudes (ΔV between 2.0 and 2.3).

The larger extension of the CO layers in stars with higher variability may be indicative of the important role of strong pulsations for the mechanical transport of the molecular gas, away from the stellar surface. These pulsations trigger the onset of the stellar wind (by radiative pressure on the condensed dust grains) according to the standard model of strong winds in evolved giant stars.

	ϵ Oct	β Peg	NU Pav	ψ Peg	γ Hya	Ref.
Period (d)	53	43.3	60	-	-	1
V_{max}	4.58	2.31	4.91	4.63	2.94	1
V_{min}	5.3	2.74	5.26	4.69	3.02	1
ΔV	0.72	0.43	0.35	0.06	0.11	-
Type	SRB	LB	SRB	giant	variable	2

Tabla 8.3: Information about the variability. 1: Watson (2006) 2: Samus et al. (2009). The variation of the magnitude is $\Delta V = V_{max} - V_{min}$.

8.4.1. Estimate of the angular diameter

After the best PHOENIX models were fitted to our data, we estimated the angular diameter for each source. To estimate the angular diameter, we used the continuum interferometric data near $2.20 \mu\text{m}$, free of contamination from the CO band and well reproduced by a limb-darkened disk.

The angular diameter as obtained from the best-fit to the PHOENIX model corresponds to the size of the outermost layer (0 % intensity). To estimate the Rosseland angular diameter (corresponding to the layer where the Rosseland optical depth equals 2/3), we multiplied our value of the angular diameter by the ratio between the outermost layer and the Rosseland layer. This ratio was 0.79 (for ϵ Oct and NU Pav), 0.93 (for β Peg and ψ Peg), and 0.97 (for γ Hya). The resulting Rosseland angular diameters and the angular diameters obtained from the UD model are shown in Table 8.4. Results for ϵ Oct and β Peg were obtained using the two available epochs (2012 June and 2012 August), and results for γ Hya were estimated using both setups (K-2.1 and K-2.3). The errors include statistical and systematic errors caused by calibration uncertainties. We conservatively estimate these errors from the differences between the visibility curves lying at the maximum and minimum

of our data.

The angular diameter of β Peg, ψ Peg, and γ Hya were estimated previously by Richichi et al. (2005). Their angular diameter estimates were $\theta_{UD}=16.19\pm0.23$ mas and $\theta_{LD}=16.75\pm0.24$ mas for β Peg, $\theta_{UD}=6.40\pm0.60$ mas for ψ Peg, $\theta_{UD}=2.96\pm0.15$ mas for γ Hya. These values are compatible with our estimates shown in Table 8.4.

Figure 8.5 shows averaged continuum visibility data as a function of spatial frequency and the visibility curves corresponding to the extreme value covered by our uncertainty in the angular diameter. The visibility errors shown in this figure were estimated as an average of individual errors, since the errors are dominated by systematic effects. The model fit itself was made using all the individual data points, not those averaged. According to the results of Figure 8.5, our PHOENIX estimated angular diameter is compatible with our observations. In β Peg, ψ Peg and γ Hya, we have several points sampling up to the first visibility null. Knowing the position of the null gives higher precision to the estimate of the angular diameter.

8.4.2. Fundamental parameters

Our angular diameter results allow us to obtain estimates of fundamental parameters of the observed stars, namely, the effective temperature, the radius, and the luminosity. The angular diameters are those calculated in Sect. 8.4.1 and shown in Table 8.4. The effective temperature is based on the angular diameter and the bolometric flux; the radius is estimated from the angular diameter and the adopted distance; and the luminosity is derived from the bolometric flux and the distance. We used the distance values from Anderson & Francis (2012).

For the bolometric flux of our targets, we used the BVRIJHKL magnitudes from Kharchenko (2001) Morel & Magnenat (1978), Cutri et al. (2003). We also used the IRAS flux from Beichman et al. (1988). To convert the magnitudes into fluxes, we used the zero values from Skinner (1996) and the 2MASS (Cohen et al., 2003) system. To deredden the flux values we used the color excess method applied to (V-K), because photometric colors with longer spectral baselines provide more accurate results. The color excess E_{V-K} is calculated as the difference between the observed color $(V-K)_{star}$ of our star and the intrinsic color $(V-K)_0$, obtained from Ducati et al. (2001) as a function of the spectral type of the star. We converted the E_{V-K} into E_{B-V} using the following equations for M-type stars given by Fiorucci & Munari (2003):

$$\frac{A_K}{A_V} = 0,12$$

$$\frac{A_V}{E_{B-V}} = 3,69, \text{ and}$$

$$E_{B-V} = \frac{1}{(1 - A_K/A_V) * 3,69} * E_{V-K}.$$

The obtained E_{V-K} values are summarized in Table 8.5. After that, we calculated the absorption in all photometric bands (A_λ) by means of the equation $A_\lambda = (\alpha_\lambda + \beta_\lambda * E_{B-V}) * E_{B-V}$, where the values of α_λ and β_λ are also taken from Fiorucci & Munari (2003). Finally, we corrected all the flux values for interstellar extinction and integrated them to obtain the bolometric flux (we used the Newton-Cotes integration method within the IDL program). Table 8.5 summarizes the fundamental parameters for our targets.

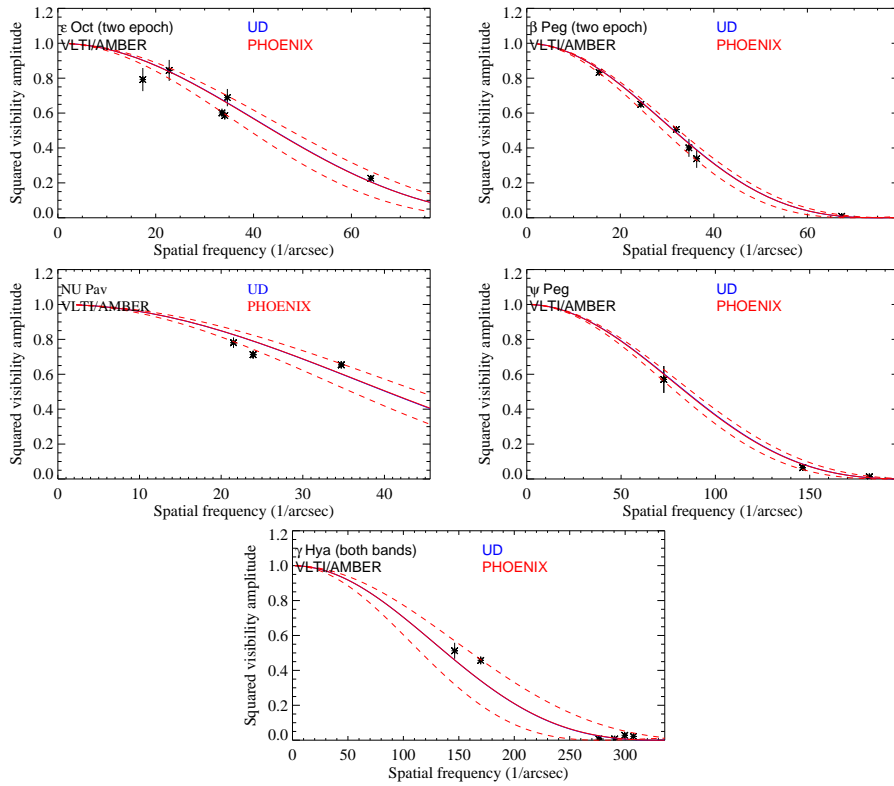


Figura 8.5: Average (per baseline) of squared visibility amplitudes taken in the continuum bandpass at $2.15\text{-}2.25\ \mu\text{m}$ for ϵ Oct, β Peg, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya as a function of spatial frequency. For ϵ Oct and β Peg, the graphics show the data of June and August, and for γ Hya show the data of the both setups. The red lines indicate the best-fit UD models and the blue lines the best-fit PHOENIX models. The dashed lines are the maximum and minimum visibility curves, from which we estimated the errors of the angular diameters.

	ϵ Oct	β Peg	NU Pav	ψ Peg	γ Hya
θ_{Ross}	11.66 \pm 1.50 mas	16.87 \pm 1.0 mas	13.03 \pm 1.75 mas	6.31 \pm 0.35 mas	3.78 \pm 0.65 mas
θ_{UD}	11.42 \pm 1.50 mas	16.32 \pm 1.0 mas	12.78 \pm 1.75 mas	6.09 \pm 0.35 mas	3.71 \pm 0.65 mas

Tabla 8.4: Summary of estimated angular diameters

Parameter	ϵ Oct	β Peg	NU Pav	ψ Peg	γ Hya	Ref.
E_{B-V} (mag)	0.505	0.294	0.476	0.13	0.18	this work
F_{bol} (10^{-9} W m^{-2})	7.27 \pm 1.09	22.10 \pm 3.32	8.65 \pm 1.30	2.50 \pm 0.38	2.39 \pm 0.36	1
d (pc)	89.08 \pm 1.78	60.09 \pm 0.54	145.52 \pm 5.53	145.44 \pm 5.10	41.03 \pm 0.25	2
L (10^{29} W)	6.91 \pm 1.07	9.56 \pm 1.44	21.90 \pm 3.68	6.32 \pm 1.05	0.48 \pm 0.07	1,2
$\log(L/L_{\odot})$	3.26 \pm 0.16	3.40 \pm 0.15	3.76 \pm 0.17	3.22 \pm 0.17	2.10 \pm 0.15	-
θ_{Ross} (mas)	11.66 \pm 1.50	16.87 \pm 1.00	13.03 \pm 1.75	6.31 \pm 0.35	3.78 \pm 0.65	this work
$R(R_{\odot})$	112 \pm 15	109 \pm 7	204 \pm 29	98 \pm 6	16 \pm 3	2, this work
T_{eff} (K)	3560 \pm 264	3909 \pm 187	3516 \pm 275	3705 \pm 177	4727 \pm 444	1, this work
$\log(T_{\text{eff}})$	3.55 \pm 0.07	3.59 \pm 0.05	3.55 \pm 0.08	3.57 \pm 0.05	3.67 \pm 0.09	-
$\log(g)$	0.3	0.8	0.2	0.6	2.2	this work

Tabla 8.5: Fundamental parameters of ϵ Oct, β Peg, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya - 1: Kharchenko (2001), Morel & Magnenat (1978), Cutri et al. (2003), Beichman et al. (1988). 2: Anderson & Francis (2012). We assumed a 15% error in the flux. The distance error was based on the values from Anderson & Francis (2012). The errors in the luminosity, effective temperature, and radius were estimated from error propagation.

Figure 8.6 shows effective temperature vs. spectral type for our targets. We also include in the figures the AGB star RS Cap from Martí-Vidal et al. (2011), and the following sets of RSGs: AH Sco, UY Sct, and Kw Sgr from Arroyo-Torres et al. (2013), VY CMa from Wittkowski et al. (2012), Betelgeuse from Ohnaka et al. (2011), and VX Sgr from Chen et al. (2007) and Chiavassa et al. (2010b). To calculate the effective temperature of RS Cap we used the angular diameter from Martí-Vidal et al. (2011) and the bolometric flux from Dyck et al. (1998).

For comparison, Fig 8.6 includes the calibrations of the effective temperature scale by Dyck et al. (1998) for cool giants stars and van Belle et al. (2009) for cool giants stars and RSG stars. We also show the effective temperature scale by Levesque et al. (2005) only for RSGs. Given our observational uncertainties, the cool giant stars agree with the calibration of these effective temperature scales.

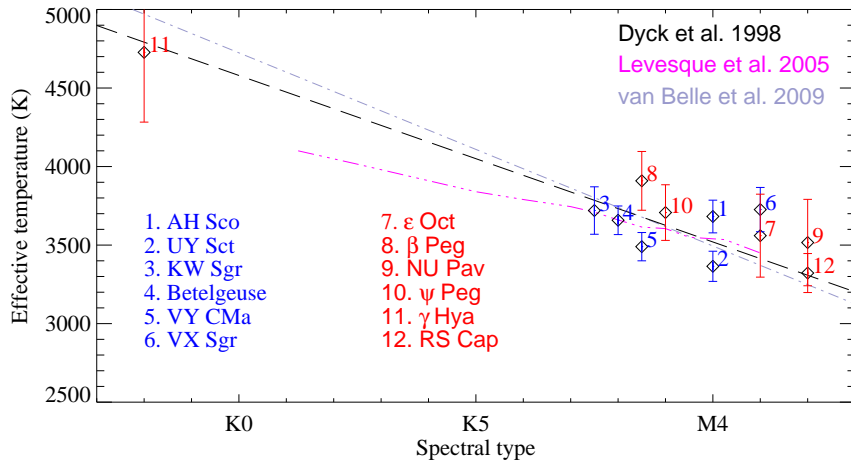


Figura 8.6: Effective temperature versus spectral type of our sources in this paper, RS Cap from Martí-Vidal et al. (2011)), and RSGs in Arroyo-Torres et al. (2013), VY CMa from Wittkowski et al. (2012), Betelgeuse from Ohnaka et al. (2011), and VX Sgr from Chen et al. (2007) and Chiavassa et al. (2010b). We also show the scales of Dyck et al. (1998), Levesque et al. (2005), and van Belle et al. (2009).

8.4.3. HR-diagram

Figure 8.7 shows the positions of ϵ Oct, β Peg, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya in the Hertzsprung-Russell (HR) diagram, together with the evolutionary tracks from the model STAREVOL (Lagarde et al., 2012). We used the model for which the transport processes in radiative zones are performed by thermohaline mixing and rotation-induced mixing. Thermohaline mixing occurs when material of high mean molecular weight lies on top of material

of low mean molecular weight, a situation that is unstable against a blob of material moving downward, causing the mixture. This process is developed along the red giant branch in low-mass stars and on the early-AGB in intermediate-mass stars (more information in Lagarde et al. 2012). We also show the position of RS Cap from Martí-Vidal et al. (2011). We represent evolutionary tracks with masses between $1.0 M_{\odot}$ and $6 M_{\odot}$ and solar metallicity. All targets are close to the red limit of these tracks (Hayashi limit). ϵ Oct, ψ Peg, γ Hya, and RS Cap are close to the evolutionary tracks with initial masses between $1 M_{\odot}$ and $3 M_{\odot}$ (the age of γ Hya is younger than the others sources). β Peg is consistent with tracks of masses between $1.25 M_{\odot}$ and $4 M_{\odot}$ and NU Pav with tracks of masses between $2.5 M_{\odot}$ and $6 M_{\odot}$.

Additionally, we compare the position of our stars with the evolutionary tracks from Ekström et al. (2012) (see figure 8.8). We used the evolutionary tracks in Arroyo-Torres et al. (2013) for comparison with a sample of RSGs (AH Sco, UY Sct, and KW Sgr) because they were a good choice for RSGs. In this work, we show both samples for comparison purposes. We also show the position of RS Cap from Martí-Vidal et al. (2011), VY CMa from Wittkowski et al. (2012), Betelgeuse from Ohnaka et al. (2011), and VX Sgr from Chen et al. (2007) and Chiavassa et al. (2010b). With these tracks, we observe that our stars are located considerably to the right of the models, unlike with the Lagarde evolutionary tracks. The positions of ϵ Oct, β Peg, and ψ Peg are close to the evolutionary tracks with initial masses of 5 or $7 M_{\odot}$. NU Pav is consistent with tracks of masses of 7 or $9 M_{\odot}$, γ Hya with mass of $3 M_{\odot}$, and RS Cap with masses of 5-9 M_{\odot} . In all cases the tracks are shown without/with rotation. The position of the RSGs are close to tracks with masses between $20 M_{\odot}$ and $40 M_{\odot}$. As expected, RSGs are much more massive and luminous than cool giants stars for the same effective temperatures.

The STAREVOL model is complementary to the Ekström model for low-mass stars. The Ekström model is computed only until the helium flash at the RGB tip and does not include thermohaline mixing. Both models use almost the same assumptions and input physics: convection, opacity, mass loss, and nuclear reaction rates. The initial abundances are also similar, although the STAREVOL model considers more species (for more information see Lagarde et al. 2012).

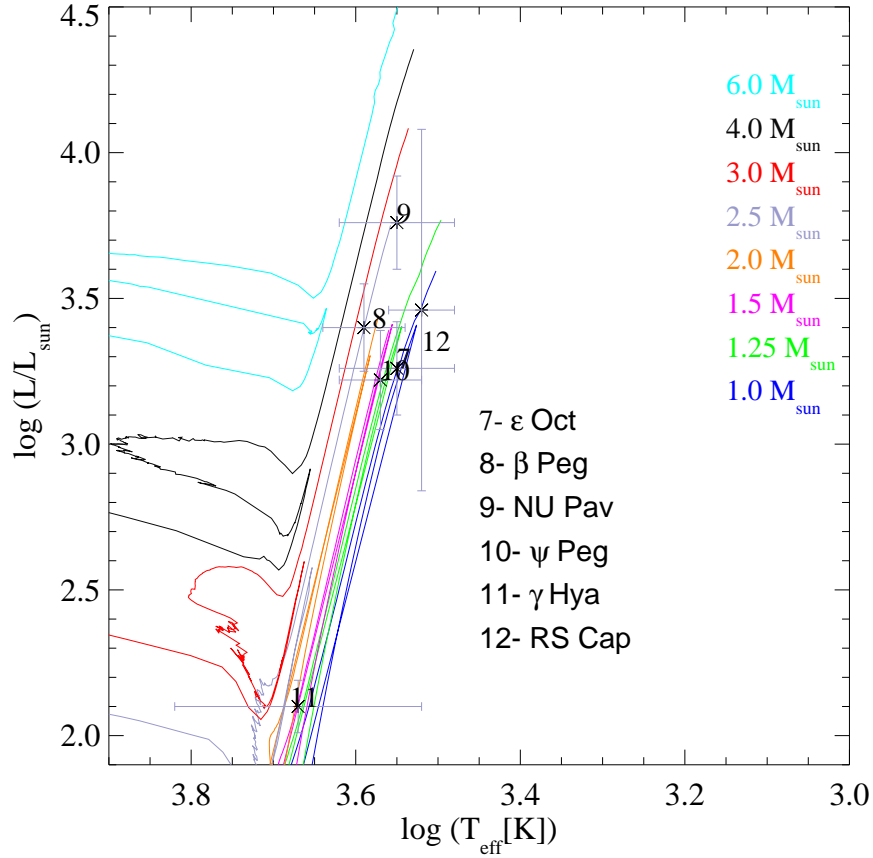


Figura 8.7: Location of ϵ Oct, β Peg, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya in the HR diagram using our determination of the fundamental parameters. We also show the position of RS Cap by Martí-Vidal et al. (2011). The positions of the stars are compared with evolutionary tracks from Lagarde et al. (2012) for masses of $1.0 M_{\odot}$, $1.25 M_{\odot}$, $1.5 M_{\odot}$, $2.0 M_{\odot}$, $2.5 M_{\odot}$, $3.0 M_{\odot}$, $4.0 M_{\odot}$, and $6.0 M_{\odot}$.

8.5. Conclusions

Our spectro-interferometric near-infrared observations of ϵ Oct, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya show that synthetic visibilities from hydrostatic atmospheric models are consistent with the observations, concluding that their atmospheres can be modeled with a limb-darkened disk. In ϵ Oct, NU Pav, and γ Hya, the uniform disk diameter is constant across the band, and the CO bandheads present a similar size to that of the continuum. On the other hand, the data of ψ Peg show a low increase in the CO band, similar to the one obtained in the model. According to these results, the atmospheres of ϵ Oct, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya are compatible with hydrostatic atmo-

heres and the role of pulsation does not seem to be important. However, the data from β Peg (at least in the 2012 June epoch) show a layer (possibly of H_2O) that is not modeled by PHOENIX, but CO bands similar to those modeled with PHOENIX. The uniform disk diameter of the star at the CO band increases about 5.3% with respect to the continuum (less than the 14% increase of diameter observed in RS Cap).

We used the continuum near $2.2\ \mu\text{m}$, which is free from molecular band contamination, to estimate the angular diameter of the targets (see Table 8.4). We also estimated fundamental parameters such as the luminosity, Rosseland radius, and temperature (shown in Table 8.5).

Finally, we located each of our targets in the HR diagram using the effective temperature and the luminosity calculated from the Rosseland angular diameter, the bolometric flux, and the distance. In the HR diagram, we also showed the evolutionary tracks from Lagarde et al. (2012). The positions of the stars in this HR diagram are close to the Hayashi limit. Their positions are close to evolutionary tracks corresponding to stars of initial masses between $1.0 M_\odot$ and $3 M_\odot$ (ϵ Oct, ψ Peg, γ Hya, and RS Cap), between $1.25 M_\odot$ and $4 M_\odot$ (β Peg), and between $2.5 M_\odot$ and $6 M_\odot$ (γ Hya). We also compared the position of our stars with the evolutionary tracks from Ekström et al. (2012). The STAREVOL model fits the positions of our stars in the HR diagram better than the Ekström model. This is probably because the STAREVOL model is designed for low-mass stars on the red giant branch and for intermediate-mass stars on the early-AGB. It is complementary to the Ekström model for low- and intermediate- mass stars.

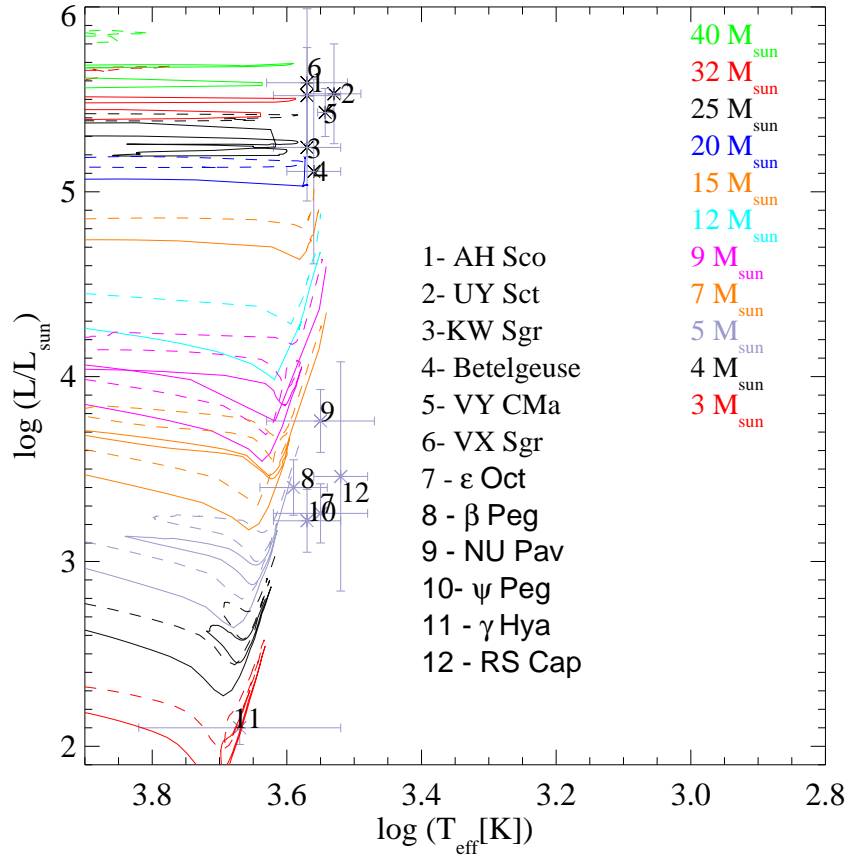


Figura 8.8: Location of ϵ Oct, β Peg, NU Pav, ψ Peg, and γ Hya in the HR diagram using our determination of the fundamental parameters. We also show the position of RS Cap by Martí-Vidal et al. (2011), and the RSGs studied in Arroyo-Torres et al. (2013), VY CMa from Wittkowski et al. (2012), Betelgeuse from Ohnaka et al. (2011), and VX Sgr from Chen et al. (2007) and Chiavassa et al. (2010b). The positions of the stars are compared with evolutionary tracks from Ekström et al. (2012) for masses of $3 M_{\odot}$, $4 M_{\odot}$, $5 M_{\odot}$, $7 M_{\odot}$, $9 M_{\odot}$, $12 M_{\odot}$, $15 M_{\odot}$, $20 M_{\odot}$, $25 M_{\odot}$, $32 M_{\odot}$, and $40 M_{\odot}$. The solid lines are models without rotation, the dashed lines with rotation.

Capítulo 9

Conclusions and future work

9.1. Conclusions

- **All the stars observed in this thesis exhibit strong absorption lines of CO in their spectra. However, only the red supergiant stars show these lines in their visibilities, hence indicating very spatially extended molecular layers of CO.**

In this thesis, we have carried out spectro-interferometric observations in the *K*-band (1.9-2.5 μm) for a sample of red giant and supergiant stars. The spectra of both types of stars show strong absorption lines in the CO band (2.3-2.5 μm), which are not always observed in the visibilities (see appendix A). Based on the study of the visibilities, in the red supergiant stars, CO is located in layers very distant from the photosphere. That is, the red supergiant stars have extended atmospheres. In contrast, the red giant stars have these molecular layers near to the photosphere, and hence they do not show extended atmospheres (except for β Peg).

- **The star angular diameters are estimated from fitting the theoretical models to the continuum of our observations. With this value, the bolometric flux, and the distance, we estimate the fundamental parameters of our stars and locate them in the HR diagram.**

For both RSGs and RGs, the continuum (2.15-2.25 μm) appears to be largely free of contamination by molecular layers. Thus, the PHOENIX model fit to the observed continuum allows us to estimate meaningfully the star angular diameter. After that, we estimate the star fundamental parameters using this angular diameter, the bolometric flux which we estimate from the magnitudes of the star in many bands (obtained from the literature), and the distance that we also obtain from the literature. See appendix B.

The estimation of the luminosities and effective temperatures allows us to locate our stars in the HR diagram. In figure 7.9, we show the red giant and supergiant stars located in the HR diagram. The red supergiant stars face at the top of our HR diagram, with masses between $12 M_{\odot}$ and $40 M_{\odot}$ and luminosities higher than $3900 L_{\odot}$. In contrast, the red giant stars face somewhat lower with masses between $5 M_{\odot}$ and $9 M_{\odot}$ and luminosities between $630 L_{\odot}$ and $12500 L_{\odot}$. However, there are two exceptions: although HD 183589 is classified as RSGs, in the HR diagram is located in the area of the red giant stars; and γ Hya has mass and luminosity much lower than the other red giant stars (it has different spectral type, G8 instead of M). The RSGs are consistent with the Hayashi limits of the evolutionary tracks from Ekström et al. (2012), but the red giants are located to the right of these evolutionary tracks. However, their locations are consistent with the STAREVOL evolutionary models (Lagarde et al., 2012). The main differences between both models are the assumed mixing length and thermohaline mixing.

- **The red supergiant stars show correlations between the extended atmosphere and the luminosity and surface gravity. These correlations are not present in Mira stars.**

As a simple characterization for the observed extensions of the CO layers, we have used the ratio of the observed visibilities in the near-continuum bandpass (average between $2.27 \mu\text{m}$ and $2.28 \mu\text{m}$) and the first CO line at $2.29 \mu\text{m}$. In the case of red supergiant stars, we observe considerable atmospheric extensions for luminosities beyond $\sim 10^5 L_{\odot}$ and for surface gravities below $\log(g) \sim 0$. We also observe linear correlations between their visibility ratios and the luminosity and surface gravity, indicating an increasing atmospheric extension with increasing luminosity and decreasing surface gravity. Additionally, we notice comparable extensions between RSGs and Mira stars, which extend to a few stellar radii. However, Mira stars do not exhibit the correlations with luminosity and surface gravity that we observe for red supergiant stars. On account of this, the extended atmospheric structure may be generated by different processes for each type of stars.

- **The PHOENIX models predict well the observed spectra, but they do not reproduce the extended atmospheres that we observe in the red supergiant stars and in β Peg.**

For all our stars, the synthetic spectrum of PHOENIX models represents well the observed spectrum. This indicates that the opacities are well implemented in these models. However, the synthetic visibilities do not reproduce the extended atmospheres of our red supergiant stars and one of our red giants (β Peg). This means that the atmosphere

simulated by the PHOENIX models is too compact in comparison to what is shown by our observations. For the other red giant stars and HD 183589 (initially classified as a red supergiant star), the synthetic visibilities do reproduce our observations, because these sources do not present extended molecular layers.

For a uniform disk modeling (3rd panel of the figures shown in appendix A), we observe that all our stars have a constant diameter along the near-continuum bandpass (photosphere). However, in the red supergiant stars we observe size increases at the CO lines and an additional slope in the CO band, which is probably due to water layers. These increases range between 25 % and 65 % with respect to the near-continuum bandpass, whereas the uniform disk diameter predicted by the PHOENIX models (red lines in figures) is around 5 %. The β Peg data show for the CO lines a size similar to that predicted by the PHOENIX models, but it also presents an additional slope in the CO band that is not predicted by the PHOENIX models. Finally, in the case of the other red giant stars and HD 183589, the diameters are constant over the whole band, indicating that these stars do not have extended molecular layers.

- **Pulsation models and convection models can not explain the large observed extensions of the molecular layers either.**

We study another possible mechanism for explaining our observations of the extended molecular layers in the red supergiant stars. We compare our data to 3-D radiative hydrodynamical (RHD) simulations with convection and to new 1-D pulsation models with typical parameters of our red supergiant stars. Both models show compact atmospheric structures like the PHOENIX models. Hence neither of them can explain our observations. On the other hand, we also compare our data with CODEX dynamic models, which successfully explain the interferometric observations of Mira stars. In particular, we have used the model 261460 of the o54 series. The o54 series is designed to describe the prototype Mira variable \omicron Ceti with a non-pulsating parent star of $M=1.1 M_{\odot}$, $L=5400 L_{\odot}$, $R=216 R_{\odot}$, $P=330$ days. Model 261460 is a model at phase 0.2 within a particularly extended cycle, with $L=7420 L_{\odot}$ and $T_{\text{eff}}=3154$ K. We observe that this model provides a good fit to our data, even though the stellar parameters and the variability amplitudes of RSGs are different to those of Mira stars. In CODEX models, the shock fronts enter in the stellar atmosphere at or below optical depth equal to one, leading to a geometric extension of the stellar atmosphere of the order of a few Rosseland radii. However, in the case of the RSG pulsation model, the shock fronts do not reach the atmospheric layers at any phase, and therefore this model leads to

compact atmospheres.

Finally, we can suppose that our observed correlation of increasing atmospheric extension with increasing luminosity and decreasing surface gravity supports a scenario of a radiatively driven extension caused by radiation pressure on Doppler-shifted molecular lines. We also speculate that another ingredient of the mass-loss process could be acceleration on dust grains that may form at a few stellar radii. This process may possibly be further supported by magnetic fields or differential rotation (e.g. a rapidly rotating core). In this case, the radiative acceleration on molecular lines would only be needed to levitate the atmosphere up to the point where the dust grains are formed.

9.2. Future work

Even after the contributions of this thesis we see that the red supergiant stars are still rather unknown stars. Therefore, it is a field of study with still many things to be understood. To continue with this work, we believe that in the future it would be interesting:

- To increase the current sample of spectro-interferometric observations with supergiant stars of different spectral type, in a way that it could be tested whether the extended atmospheres are related to the spectral types.
- To carry out spectro-interferometric observations of other types of stars (e.g. main sequence stars) to test if the PHOENIX models or the RHD simulations make better predictions of the visibilities of these stars.
- To perform interferometric observations of red supergiant stars with PIONIER/VLTI over a period of time. Thus, we could obtain time series of images that would allow us to observe how the extended atmospheres and the structure of these stars change with time.
- To observe high-resolution interferometric data of red supergiant stars, with which we could:
 - study whether points of our observed closure phase that deviate from zero (e.g. in K-2.3 μm band of V602 Car, see appendix A), are due to weak asymmetries in layers corresponding to certain atomic and molecular bands, as it is observed in other red supergiant stars (Ohnaka et al., 2011; Wittkowski et al., 2012; Ohnaka et al., 2013); or, on the contrary, whether these deviations correspond to systematic uncertainties of the data reduction.

-
- obtain a more precise ratio of the observed visibilities, because high-resolution observations sample in more detail the continuum bandpass and the CO lines. With that, we could check the correlations between the extended molecular layers and the luminosity and the surface gravity that we have found in this thesis work. On the other hand, we could find a similar correlations between the extended molecular layers and the magnetic field, or the rotation velocity.
 - To carry out interferometric observations in mid-infrared wavelength to study the regions where the dust is formed in the red supergiant stars. Thus, we could see how the dust grains are involved in the formation of the wind in this type of stars.
 - To study whether radiative pressure on Doppler-shifted molecular lines can be the cause of the mass loss that we observe in red supergiant stars. In order to do this, we could perform a similar study to the one presented in this thesis but, in that case, our sample of observations would be compared with new RHD simulations, in which this effect would be implemented.
 - To study whether the magnetic field could play an important role in the mass-loss process. We could compare our sample with theoretical models that take into account the magnetic field. These models could be the simulations that are currently being developed by Dr. Bernd Freytag.

Capítulo 10

Conclusiones y trabajo futuro

10.1. Conclusiones

- **Todas las estrellas observadas en esta tesis presentan fuertes líneas de absorción de CO en sus espectros. Sin embargo, únicamente las estrellas supergigantes rojas poseen capas moleculares de CO muy extensas, pues muestran estas líneas también en sus visibilidades.**

A lo largo de la tesis se han realizado observaciones espectro interferométricas en banda K ($1.9\text{-}2.5\ \mu\text{m}$) de una muestra de estrellas gigantes y supergigantes rojas. Los espectros de ambos tipos de estrellas muestran fuertes líneas de absorción en la banda de CO ($2.3\text{ - }2.5\ \mu\text{m}$) que no siempre tienen correspondencia en las visibilidades (véase apéndice A). A partir del estudio de las visibilidades, concluimos que las estrellas supergigantes rojas poseen dichas bandas moleculares en unas capas de la estrella muy alejadas de la fotosfera. Es decir, las estrellas supergigantes rojas poseen atmósferas muy extensas. En cambio, la muestra de estrellas gigantes rojas poseen dicha banda molecular en capas próximas a la fotosfera, de manera que no presentan atmósferas extensas (con la excepción de β Peg).

- **El diámetro angular de cada estrella lo obtenemos a partir del ajuste de los modelos teóricos al continuo de nuestras visibilidades observadas. Haciendo uso de este valor, del flujo bolométrico, y de la distancia, estimamos los parámetros fundamentales y situamos cada estrella en el diagrama HR.**

Tanto en las estrellas supergigantes rojas, como en las estrellas gigantes rojas, el continuo de la estrella ($2.15\text{-}2.25\ \mu\text{m}$) no está contaminado por las bandas moleculares, de forma que podemos estimar el diámetro angular de la estrella ajustando un modelo de disco uniforme o el modelo PHOENIX a esta región de nuestras observaciones. Los parámetros

fundamentales de las estrellas los calculamos haciendo uso del diámetro angular que estimamos con el modelo PHOENIX, del flujo bolométrico que obtenemos a partir de las magnitudes obtenidas de la bibliografía y a las que corregimos la extinción, y de la distancia que obtenemos de la bibliografía (ver apéndice B).

La determinación de la luminosidad y la temperatura efectiva, nos permite situar nuestras estrellas en el diagrama HR. Como se puede observar en la figura 7.9, las estrellas gigantes y supergigantes rojas se sitúan en dos zonas diferentes del diagrama HR. Las estrellas supergigantes rojas se sitúan en la parte alta del diagrama HR, con masas comprendidas entre $12 M_{\odot}$ y $40 M_{\odot}$ y luminosidades superiores a $3900 L_{\odot}$. En cambio, las estrellas gigantes rojas tienen masas comprendidas entre $5 M_{\odot}$ y $9 M_{\odot}$ y luminosidades entre $630 L_{\odot}$ y $12500 L_{\odot}$. Sin embargo, existen dos excepciones: HD 183589 que aunque está catalogada como estrella supergigante roja, en el diagrama HR está situada en la región de las estrellas gigantes rojas; y γ Hya que posee una masa y una luminosidad mucho menor que el resto de las estrellas gigantes rojas, pues se trata de una estrella de tipo espectral diferente (G8, mientras que el resto de estrellas gigantes rojas que hemos observado son tipo M). Las estrellas supergigantes rojas son consistentes con el *límite de Hayashi* de las trazas evolutivas de Ekström et al. (2012). En cambio, las estrellas gigantes rojas están desplazadas a la derecha de estas trazas evolutivas. Sin embargo, su posición es consistente con ese límite en los modelos evolutivos STAREVOL (Lagarde et al., 2012). La diferencia principal entre ambos modelos es la mezcla termohalina y la longitud de la mezcla.

- **Las estrellas supergigantes rojas presentan correlaciones entre la extensión de sus capas moleculares y su luminosidad y gravedad superficial, que no están presentes en las estrellas Mira.**

Hemos utilizado el ratio entre la visibilidad medida en el continuo (un promedio entre $2.27 \mu\text{m}$ y $2.28 \mu\text{m}$) y la medida en la primera línea de CO (2.29μ) para caracterizar de manera sencilla las capas moleculares de las estrellas supergigantes rojas, gigantes rojas y de tipo Mira. En el caso de las estrellas supergigantes rojas, observamos extensas capas moleculares a partir de luminosidades mayores de $\sim 10^5 L_{\odot}$ y valores de la gravedad superficial menores de $\log(g) \sim 0$. También observamos correlaciones aproximadamente lineales entre el ratio de sus visibilidades, y la luminosidad y la gravedad superficial, de tal forma que la extensión de las capas moleculares aumenta al aumentar la luminosidad y al disminuir la gravedad superficial. Por otro lado, la extensión de las capas moleculares de las estrellas supergigantes rojas es simi-

lar a la que se observa en las estrellas Mira, aunque, estas estrellas no muestran ninguna correlación con la luminosidad y/o la gravedad superficial. Esta diferencia hace pensar que el mecanismo que da lugar a las extensas capas moleculares debe ser diferente para cada tipo de estrella.

- **Los modelos PHOENIX predicen bien los espectros observados, pero no reproducen las extensas capas moleculares que observamos en las estrellas supergigantes rojas.**

El espectro sintético de los modelos PHOENIX representa bien los espectros observados de todas nuestras fuentes, lo que indica que la opacidad de las líneas de absorción de CO en la banda $2.3\ \mu\text{m}$ está bien implementada en los modelos PHOENIX. Sin embargo, si nos centramos en las visibilidades sintéticas del modelo, observamos que no reproducen las extensas capas moleculares que muestran nuestras observaciones de las estrellas supergigantes rojas y de β Peg. Esto significa que la atmósfera simulada por los modelos PHOENIX es demasiado compacta en comparación con los resultados de nuestras observaciones de este tipo de estrellas. En el caso de las estrellas gigantes rojas y HD 183589 (inicialmente clasificada como supergigante), las visibilidades sintéticas de los modelos PHOENIX sí reproducen nuestras observaciones, pues estas fuentes no presentan extensas capas moleculares.

Si observamos las figuras donde representamos el diámetro de disco uniforme en función de la longitud de onda (tercer panel de las figuras mostradas en el apéndice A), vemos que todas nuestras estrellas tienen un diámetro constante a lo largo del continuo (fotosfera de la estrella). Sin embargo, en el caso de las estrellas supergigantes rojas, observamos un aumento del diámetro en las líneas de CO, y una pendiente adicional a lo largo de la banda de CO, que seguramente es debida una capa de agua. Este incremento se sitúa entre un 25% y un 65% respecto al continuo, mientras que si nos fijamos en el diámetro de disco uniforme medido a partir del modelo PHOENIX (línea roja en las figuras), este incremento es únicamente del 5%. En el caso de β Peg, el aumento del diámetro en las líneas de CO es similar al predicho por los modelos PHOENIX, no obstante, también se observa una pendiente adicional que no está presente en los modelos PHOENIX. Por último, en el caso del resto de las estrellas gigantes rojas y HD 183589, el diámetro es constante también a lo largo de la banda de CO, pues estas estrellas no parecen tener extensas capas moleculares.

- **Los modelos de pulsaciones y los modelos convectivos tampoco pueden explicar las extensas capas moleculares de las estrellas supergigantes rojas.**

Hemos estudiado otros posibles mecanismos para explicar las extensas capas moleculares que observamos en las estrellas supergigantes rojas. Para ello, hemos comparado nuestros datos con simulaciones radiativas e hidrodinámicas (RHD) que poseen convección, y con nuevos modelos pulsantes de 1 dimensión, con parámetros típicos de estrellas supergigantes rojas. Sin embargo, ambos modelos muestran atmósferas tan compactas como las de los modelos PHOENIX, por lo que tampoco pueden explicar nuestras observaciones. También hemos comparado nuestros datos con los modelos dinámicos CODEX, que explican satisfactoriamente las observaciones interferométricas de las estrellas de tipo Mira. Hemos usado la serie o54 (donde los parámetros de la estrella antes de añadir las pulsaciones son: $1.1 M_{\odot}$, $5400 L_{\odot}$, $216 R_{\odot}$ y 330 días), y en particular el modelo 261460 (fase=0.2, $L=7420 L_{\odot}$ y $T_{\text{eff}}=3154 \text{ K}$). Dicho modelo predice nuestras observaciones aunque sus parámetros estelares y la amplitud de su variabilidad son muy diferentes a los de nuestras estrellas supergigantes rojas. En los modelos CODEX, los frentes de choque entran en la atmósfera estelar en o por debajo de la profundidad óptica igual a uno, lo que da lugar a que la extensión geométrica de la atmósfera sea del orden de varios radios de Rosseland. Sin embargo, en el caso de los modelos pulsantes con parámetros de estrellas supergigantes rojas, los frentes de choque no alcanzan las capas atmosféricas en ninguna fase, y por lo tanto los modelos tienen atmósferas más compactas.

A la vista de todos los resultados expuestos en esta tesis podríamos especular si las correlaciones observada en las estrellas supergigantes rojas entre el ratio de visibilidades y la luminosidad y la gravedad superficial son compatibles con un escenario donde la extensión de las capas moleculares tendría lugar debido a un mecanismo radiativo. Dicho mecanismo se produciría por la presión de radiación en las líneas moleculares desplazadas por el efecto Doppler. Y también podríamos especular si otro ingrediente del proceso de pérdida de masa podría ser la aceleración en los granos de polvo, que podrían formarse a unos pocos radios estelares. Este proceso podría ser respaldado, en radios más lejanos, por los campos magnéticos, o una rotación diferencial (por ejemplo, un núcleo rotando rápidamente). En este caso, la aceleración radiativa en las líneas moleculares solo sería necesaria para elevar la atmósfera hasta el punto donde los granos de polvo se hayan formado.

10.2. Trabajo futuro

Tras el estudio realizado en esta tesis, vemos que las estrellas supergigantes rojas no son estrellas aún muy bien caracterizadas. Por lo tanto, creemos que es un campo de estudio en el que aún quedan muchas cosas por entender. Para continuar con este trabajo creemos que en el futuro sería interesante:

- Aumentar la muestra actual de observaciones espectro interferométricas, observando estrellas supergigantes de diferente tipo espectral de tal forma que podamos comprobar si la extensión de la atmósfera está relacionada de alguna forma con el tipo espectral de la estrella, o si por el contrario las estrellas supergigantes rojas muestran extensiones similares de la atmósfera independientemente del tipo espectral que sean.
- Realizar observaciones espectro-interferométricas de otro tipo de estrellas (por ejemplo, estrellas de la secuencia principal) para ver si los modelos PHOENIX o las simulaciones RHD de 3 dimensiones predicen bien sus visibilidades.
- Realizar observaciones interferométricas de estrellas supergigantes rojas con el instrumento PIONIER del VLTI a lo largo del tiempo. De este modo podríamos obtener series temporales de imágenes, que nos permitirían observar cómo estas estrellas varían con el tiempo, la extensión de sus atmósferas y su estructura.
- Realizar observaciones interferométricas de alta resolución, lo que nos permitiría:
 - Estudiar si las desviaciones de los puntos de la clausura de fase (por ejemplo, en la banda $K-2.3\ \mu\text{m}$ en V602 Car, ver figura A.4 en el apéndice A) son debidas a asimetrías en las capas que corresponden a ciertas bandas atómicas o moleculares, como se ha observado en otras estrellas supergigantes rojas (Ohnaka et al., 2011; Wittkowski et al., 2012; Ohnaka et al., 2013). O si, por el contrario, esta desviación se debe a las incertidumbres sistemáticas de la reducción de los datos.
 - Obtener un ratio de las visibilidades más preciso, pues se muestrearía en más detalle tanto la región del continuo como la línea de CO que utilizamos para determinar dicho ratio. Esto nos permitiría verificar la correlación que hemos observado en esta tesis, entre la extensión de la atmósfera y la luminosidad y la gravedad superficial. Por otro lado, podríamos buscar si existe una correlación similar entre la extensión de la atmósfera y la intensidad

del campo magnético, o la velocidad de rotación, de este tipo de estrellas.

- Realizar observaciones interferométricas en longitudes de onda del infrarrojo medio para estudiar las regiones de formación de polvo en las estrellas supergigantes rojas. De esta forma se podría ver que papel tiene los granos de polvo en la formación de viento en este tipo de estrellas.
- Estudiar en detalle si la presión radiativa sobre las líneas desplazadas por el efecto Doppler puede provocar la pérdida de masa que se observa en las estrellas supergigantes rojas. Para ello, podríamos realizar un estudio similar al de esta tesis pero en este caso comparar nuestra muestra de observaciones con nuevas simulaciones RHD en las que se implemente este efecto.
- Estudiar si el campo magnético puede jugar un papel importante en el proceso de pérdida de masa en las estrellas supergigantes rojas. Para ello, se podrían comparar de nuevo nuestra muestra de observaciones con modelos teóricos que tengan en cuenta el campo magnético, como podría ser las simulaciones que está desarrollando actualmente el Dr. Bernd Freytag.

Apéndice A

Compendium of all observations and results

A.1. Red supergiant stars

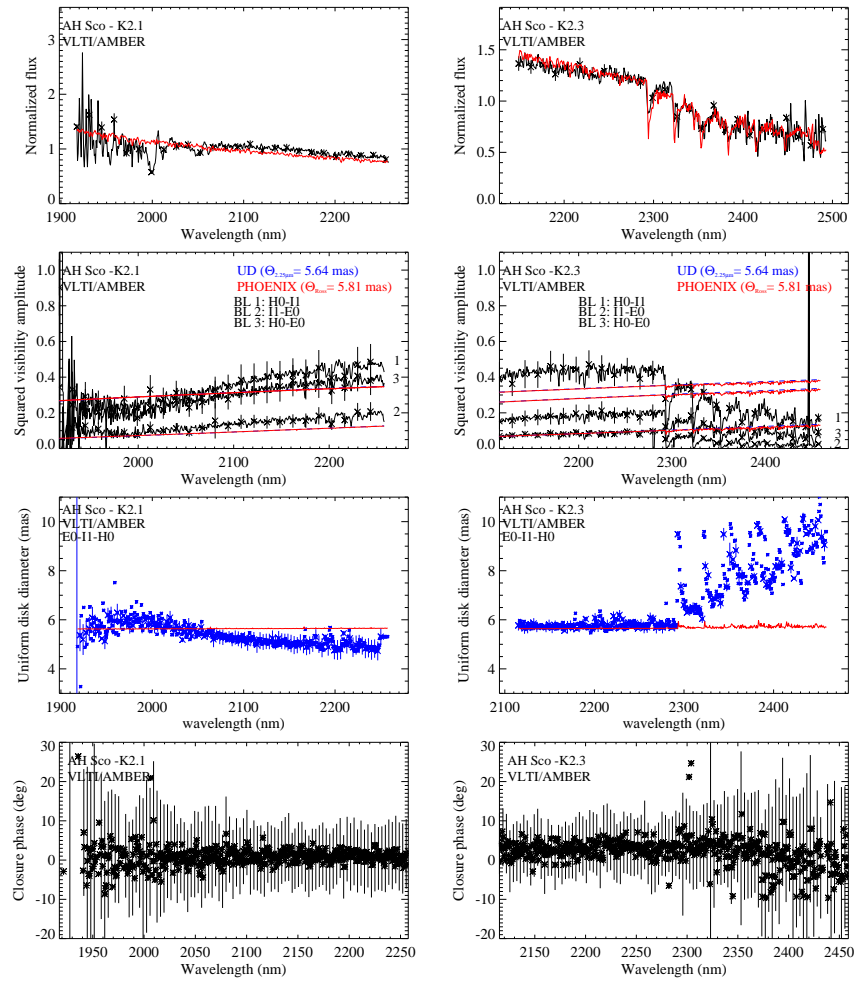


Figure A.1: Normalized flux (1st panel), squared visibility amplitudes (2nd panel), UD diameters (3rd panel), and closure phases (4th panel) for the example of AH Sco obtained with the MR-K $2.1 \mu\text{m}$ setting (left) and with the MR-K $2.3 \mu\text{m}$ setting (right), on 04 June 2010. In black is the observed data, in blue the UD model, and in red the PHOENIX model.

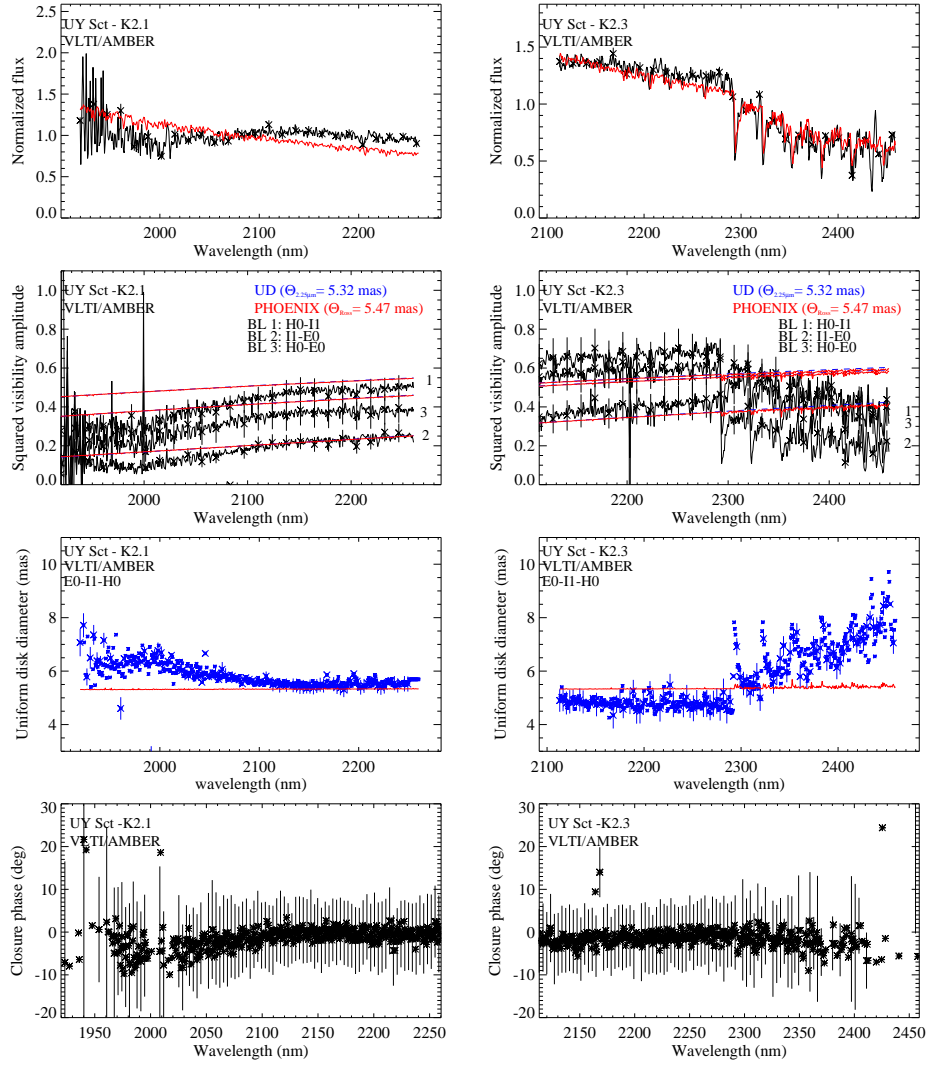


Figure A.2: As Fig. A.1, but for UY Sct obtained on 04 June 2010.

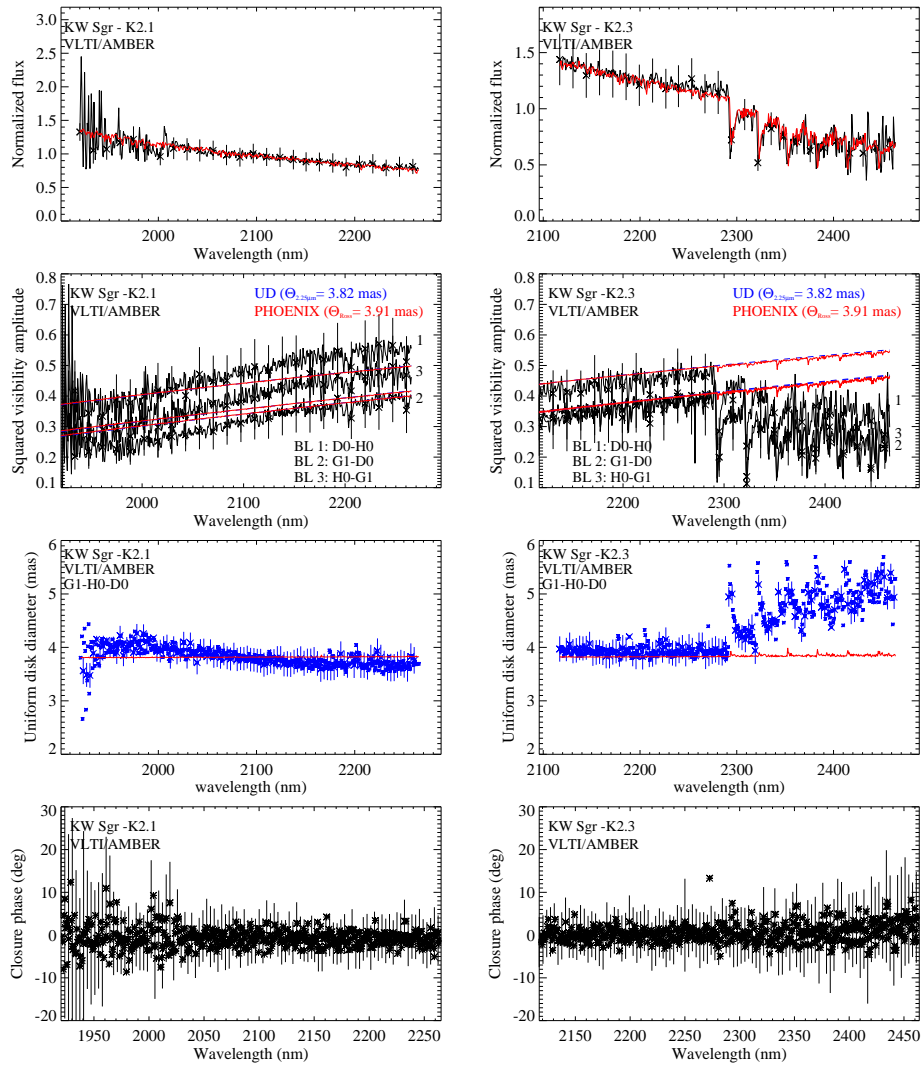


Figura A.3: As Fig. A.1, but for KW Sgr obtained on 21 April 2012.

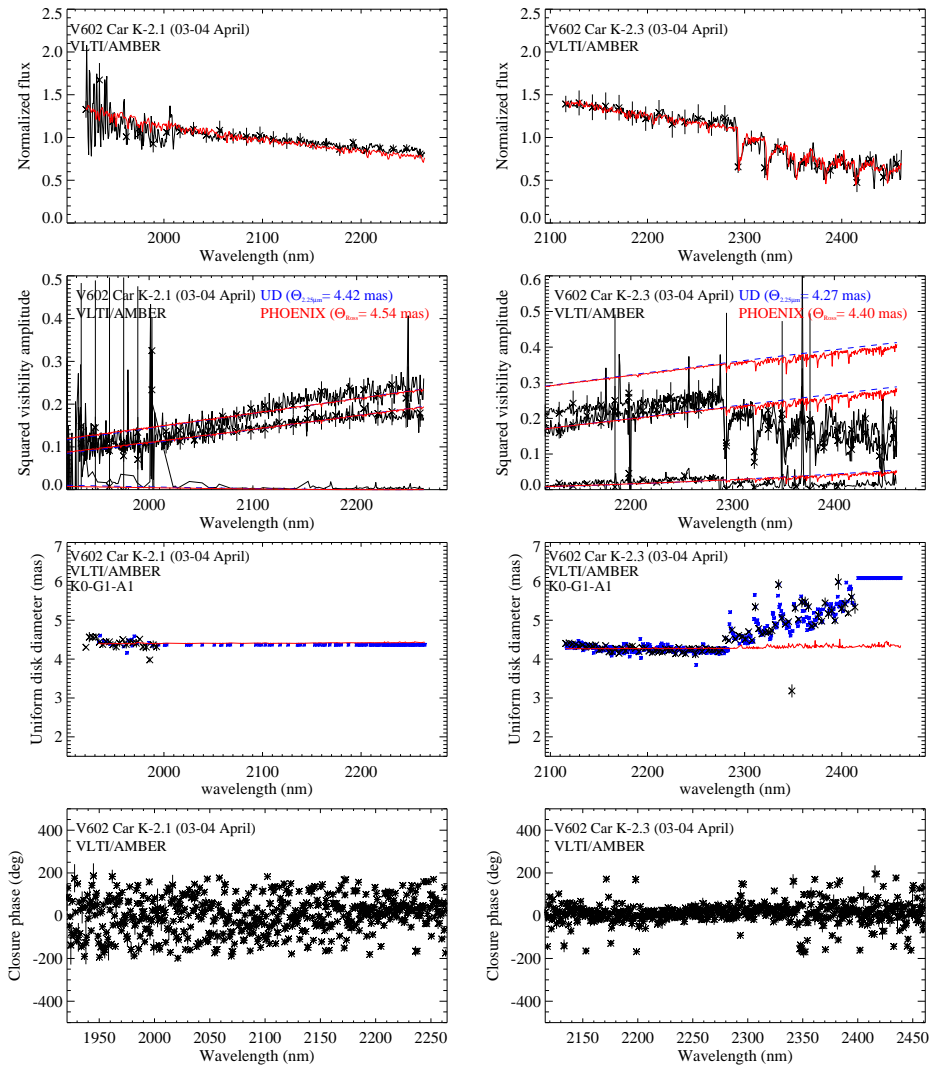


Figure A.4: As Fig. A.1, but for data of V602 Car obtained on 4 April 2013.

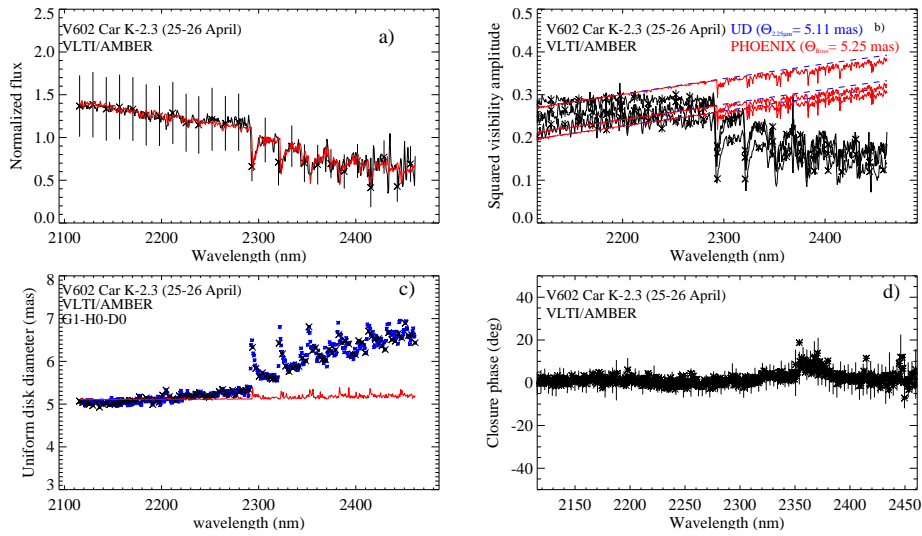


Figure A.5: Normalized flux (top, left), squared visibility amplitudes (top, right), UD diameters (bottom, left), and closure phases (bottom, right) for the example of V602 Car obtained with the MR-K $2.3 \mu\text{m}$ setting on 26 April 2013. In black is the observed data, in blue the UD model, and in red the PHOENIX model.

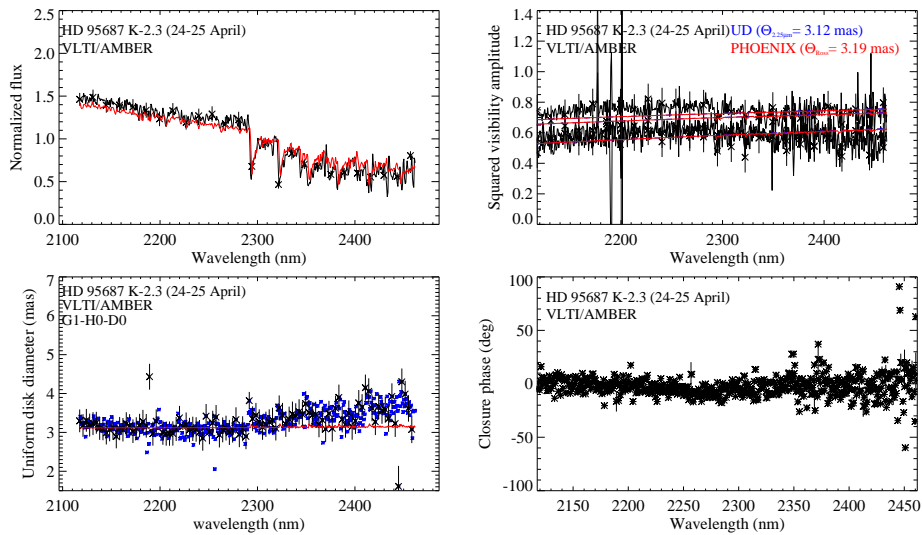


Figure A.6: As Fig. A.5, but for data of HD 95687 obtained on 25 April 2013.

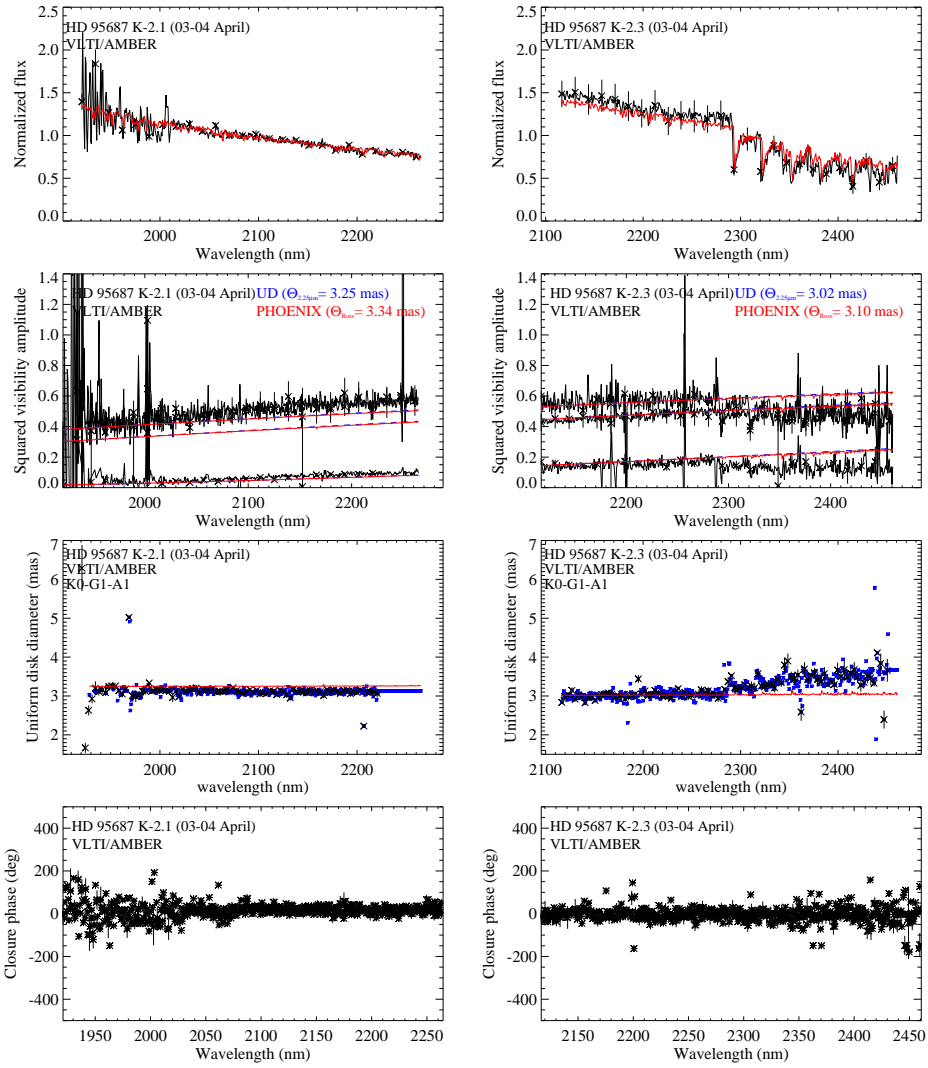


Figure A.7: As Fig. A.1, but for data of HD 95687 obtained on 4 April 2013.

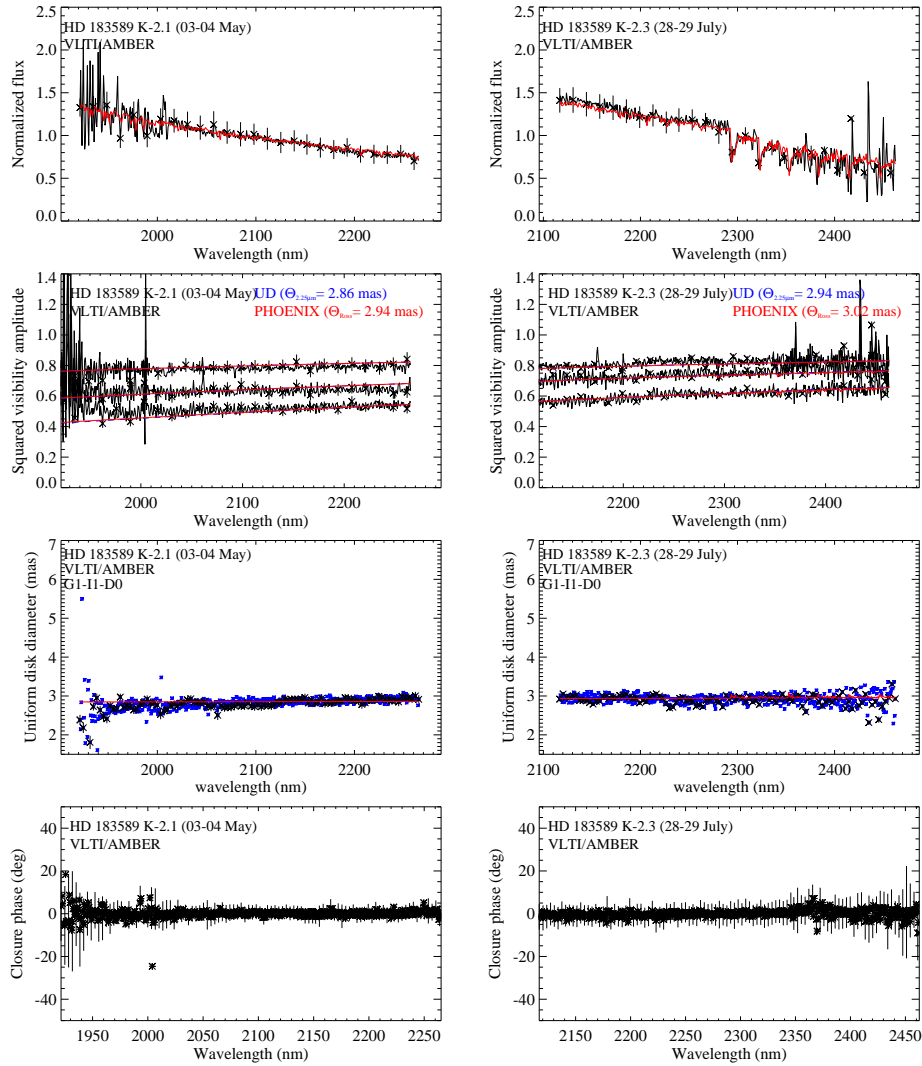


Figure A.8: As Fig. A.5, but for data of HD 183589 obtained on 4 May 2013 (left) and on 29 July 2013 (right).

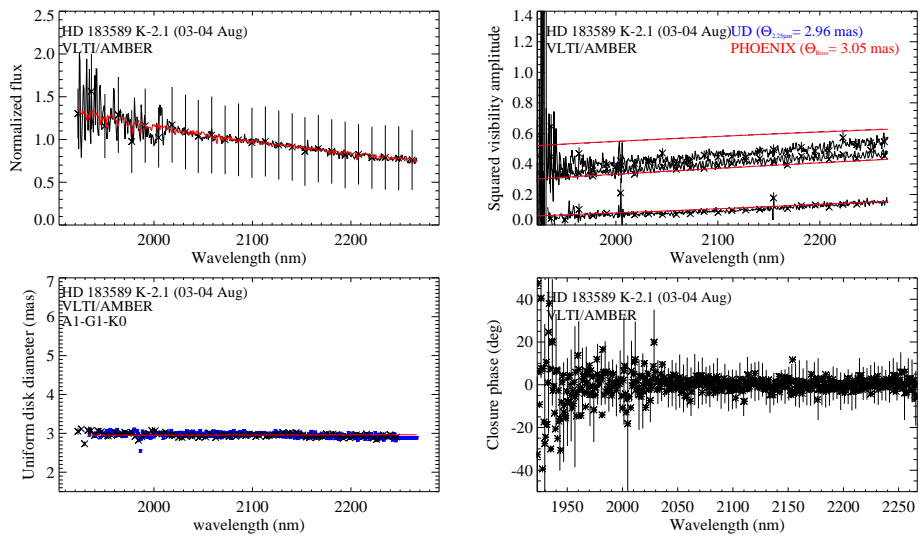


Figure A.9: As Fig. A.5, but for data of HD 183589 obtained with the MR-K 2.1 μm setting on 4 August 2013.

A.2. Red giant stars

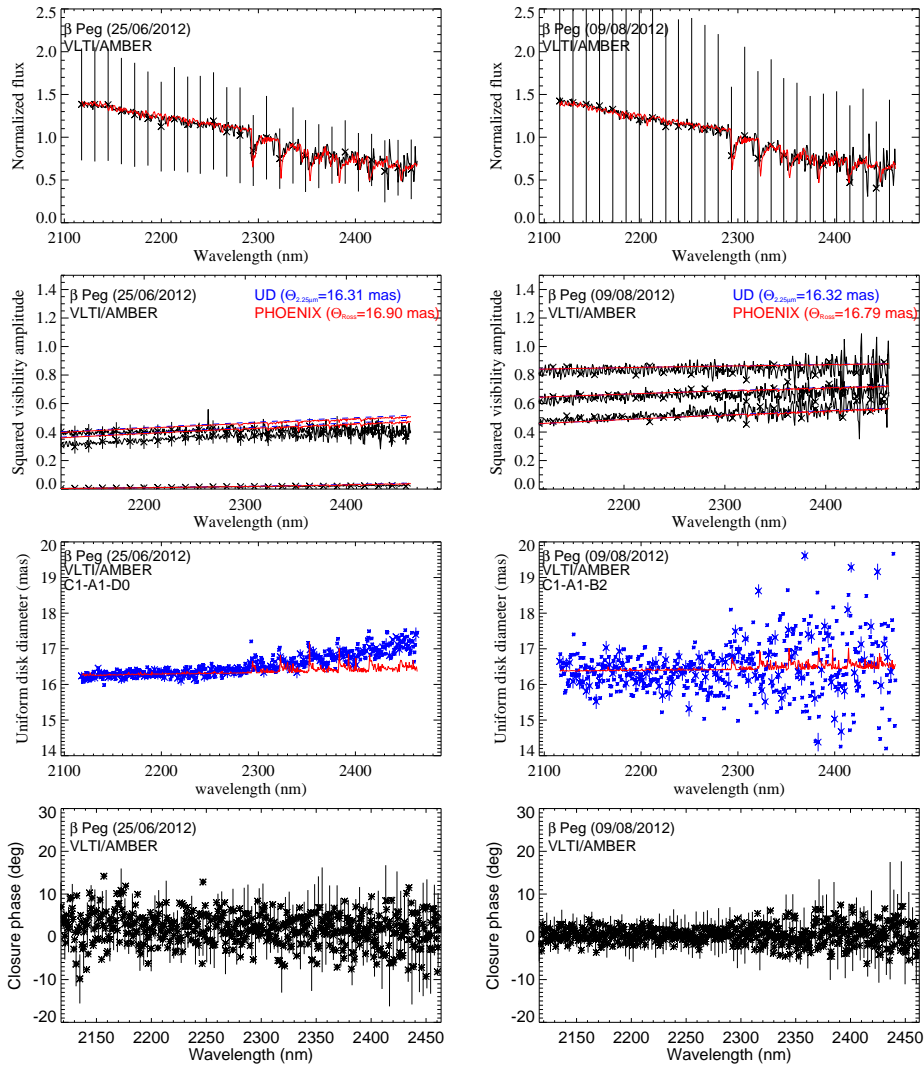


Figura A.10: Normalized flux (1st panel), squared visibility amplitudes (2nd panel), UD diameters (3rd panel), and closure phases (4th panel) for the example of β Peg obtained with the MR-K $2.3\mu\text{m}$ setting on 25 June 2012 (left) and on 09 August 2012 (right). In black is the observed data, in blue the UD model, and in red the PHOENIX model.

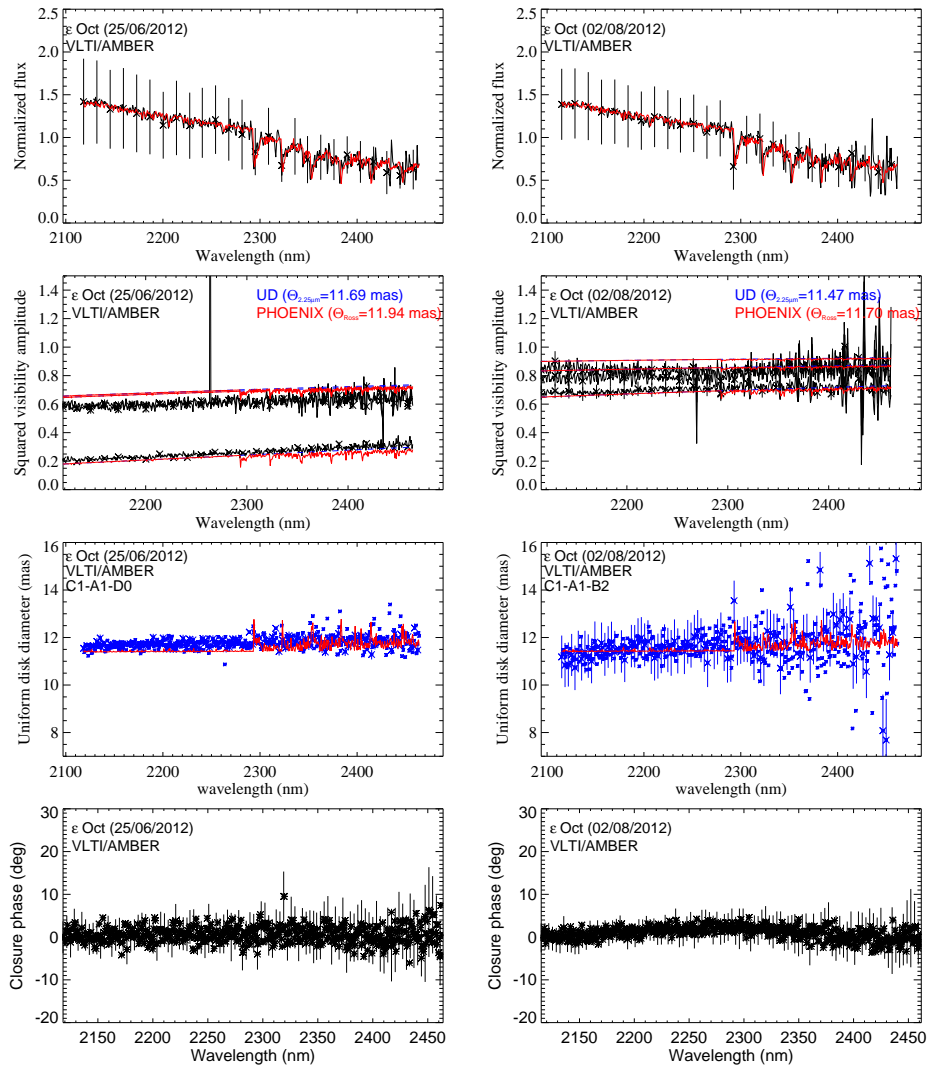


Figure A.11: As Fig. A.10, but for data of ϵ Oct obtained on 25 June 2012 (left) and on 02 August 2012 (right).

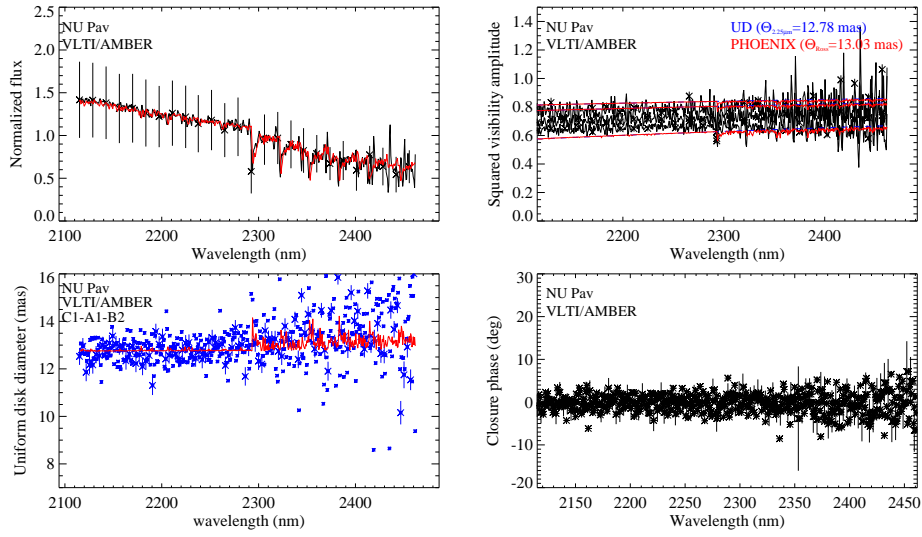


Figure A.12: Normalized flux (top, left), squared visibility amplitudes (top, right), UD diameters (bottom, left), and closure phases (bottom, right) for the example of NU Pav obtained with the MR-K $2.3\ \mu\text{m}$ setting on 02 August 2012. In black is the observed data, in blue the UD model, and in red the PHOENIX model.

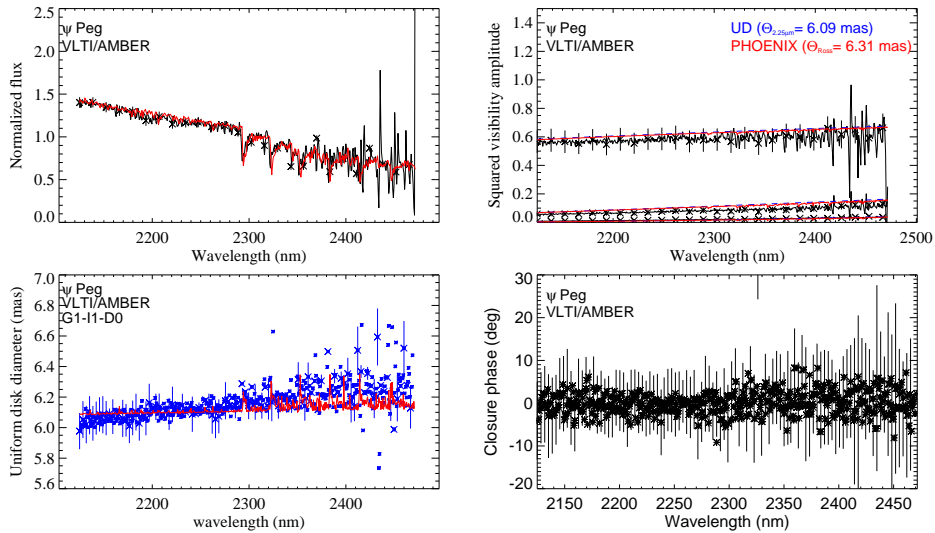


Figure A.13: As Fig. A.12, but for data of ψ Peg obtained on 16 June 2012.

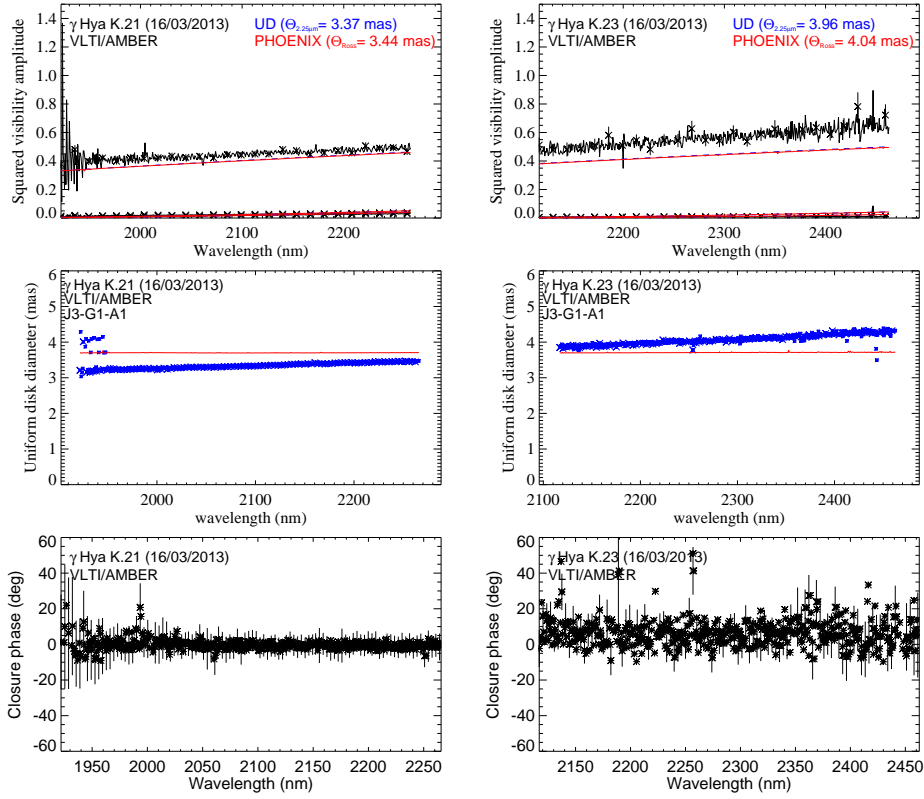


Figure A.14: Squared visibility amplitudes (1st panel), UD diameters (2nd panel), and closure phases (3rd panel) for the example of γ Hya obtained with the MR-K $2.1\ \mu\text{m}$ setting (left) and with the MR-K $2.3\ \mu\text{m}$ setting (right) on 16 March 2013. In black is the observed data, in blue the UD model, and in red the PHOENIX model.

Apéndice B

Compendium of all fundamental parameters

RSGs	AH Sco	UY Sct	KW Sgr	V602 Car	HD 95687	HD 183589	Ref.
f_{bol} (10^{-9} Wm^{-2})	2.07 ± 0.41	1.28 ± 0.19	0.97 ± 0.15	1.13 ± 0.17	0.48 ± 0.07	0.55 ± 0.08	1
d (pc)	2260 ± 190	2900 ± 317	2400 ± 300	1977 ± 75	1977 ± 75	621 ± 62	2
L (10^{31} W)	12.6 ± 3.3	12.9 ± 3.4	6.7 ± 2.0	5.28 ± 0.89	2.26 ± 0.38	0.25 ± 0.06	1, 2
$\log(L/L_{\odot})$	5.52 ± 0.26	5.53 ± 0.27	5.24 ± 0.29	5.14 ± 0.17	4.77 ± 0.17	3.82 ± 0.25	-
θ_{Ross} (mas)	5.81 ± 0.15	5.48 ± 0.10	3.91 ± 0.25	5.08 ± 0.75	3.17 ± 0.50	2.95 ± 0.50	This work
R(R_{\odot})	1411 ± 124	1708 ± 192	1009 ± 142	1050 ± 165	674 ± 109	197 ± 39	2, this work
T_{eff} (K)	3682 ± 190	3365 ± 134	3720 ± 183	3432 ± 280	3467 ± 303	3709 ± 344	1, this work
$\log(T_{\text{eff}})$	3.57 ± 0.05	3.53 ± 0.04	3.57 ± 0.05	3.54 ± 0.08	3.54 ± 0.08	3.57 ± 0.09	-

Tabla B.1: 1: Kharchenko (2001), Cutri et al. (2003), Beichman et al. (1988); 2: Chen & Yan (2008) - AH Sco, Sylvester et al. (1998) - UY Sct, MelNik & Dambis (2009) - KW Sgr, Humphreys (1978) - HD 95687 and V602 Car; van Leeuwen (2007) - HD 183589.

RGs	ϵ Oct	β Peg	NU Pav	ψ Peg	γ Hya	Ref.
F_{bol} (10^{-9} W m^{-2})	7.27±1.09	22.10±3.32	8.65±1.30	2.50±0.38	2.39±0.36	1
d (pc)	89.08±1.78	60.09±0.54	145.52±5.53	145.44±5.10	41.03±0.25	2
L (10^{29} W)	6.91±1.07	9.56±1.44	21.90±3.68	6.32±1.05	0.48±0.07	1,2
$\log(L/L_{\odot})$	3.26±0.16	3.40±0.15	3.76±0.17	3.22±0.17	2.10±0.15	-
θ_{Ross} (mas)	11.66±1.50	16.87±1.00	13.03±1.75	6.31±0.35	3.78±0.65	this work
$R(R_{\odot})$	112±15	109±7	204±29	98±6	16±3	2, this work
T_{eff} (K)	3560±264	3909±187	3516±275	3705±177	4727±444	1, this work
$\log(T_{eff})$	3.55±0.07	3.59±0.05	3.55±0.08	3.57±0.05	3.67±0.09	-

Tabla B.2: 1: Kharchenko (2001), Morel & Magnenat (1978), Cutri et al. (2003), Beichman et al. (1988). 2: Anderson & Francis (2012). We assumed a 15 % error in the flux. The distance error was based on the values from Anderson & Francis (2012). The errors in the luminosity, effective temperature, and radius were estimated from error propagation.

Bibliografía

- ANDERSON, E. & FRANCIS, C. Extended Hipparcos Compilation (XHIP) (Anderson, 2012). *VizieR Online Data Catalog*, vol. 5137, 0, 2012.
- ARROYO-TORRES, B., MARTÍ-VIDAL, I., MARCAIDE, J. M. & ET AL. VLTI/AMBER observations of cold giant stars: atmospheric structures and fundamental parameters. *A&A*, vol. 566, A88, 2014.
- ARROYO-TORRES, B., WITTKOWSKI, M., MARCAIDE, J. M. & HAUSCHILD, P. H. The atmospheric structure and fundamental parameters of the red supergiants AH Scorpii, UY Scuti, and KW Sagittarii. *A&A*, vol. 554, A76, 2013.
- ASPLUND, M., GREVESSE, N. & SAUVAL, A. J. The new solar abundances - Part I: the observations. *Communications in Asteroseismology*, vol. 147, 76–79, 2006.
- AURIÈRE, M., DONATI, J.-F., KONSTANTINOVA-ANTOVA, R. & ET AL. The magnetic field of Betelgeuse: a local dynamo from giant convection cells? *A&A*, vol. 516, L2, 2010.
- BEDECARRAX, I., PETIT, P., AURIÈRE, M. & ET AL. Long-term spectropolarimetric monitoring of the cool supergiant betelgeuse. In *EAS Publications Series* (edited by P. Kervella, T. Le Bertre & G. Perrin), vol. 60 of *EAS Publications Series*, 161–165. 2013.
- BEICHMAN, C. A., NEUGEBAUER, G., HABING, H. J., CLEGG, P. E. & CHESTER, T. J., eds. *Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 1: Explanatory supplement*, vol. 1. 1988.
- BENSON, P. J., LITTLE-MARENIN, I. R., WOODS, T. C. & ET AL. A catalog of observations for stellar masers. *ApJs*, vol. 74, 911–1074, 1990.
- BLADH, S. & HÖFNER, S. Exploring wind-driving dust species in cool luminous giants. I. Basic criteria and dynamical models of M-type AGB stars. *A&A*, vol. 546, A76, 2012.

- BLADH, S., HÖFNER, S., NOWOTNY, W. & ET AL. Exploring wind-driving dust species in cool luminous giants. II. Constraints from photometry of M-type AGB stars. *A&A*, vol. 553, A20, 2013.
- BOBOLTZ, D. A. & WITTKOWSKI, M. Joint VLBA/VLTI Observations of the Mira Variable S Orionis. *ApJ*, vol. 618, 953–961, 2005.
- BRESSAN, A., FAGOTTO, F., BERTELLI, G. & CHIOSI, C. Evolutionary sequences of stellar models with new radiative opacities. II - $Z = 0.02$. *A&As*, vol. 100, 647–664, 1993.
- BRUNISH, W. M. & TRURAN, J. W. The evolution of massive stars. I - The influence of mass loss on Population 1 stars. *ApJ*, vol. 256, 247–258, 1982.
- BURNS, D., BALDWIN, J. E., BOYSEN, R. C. & ET AL. The surface structure and limb-darkening profile of Betelgeuse. *MNRAS*, vol. 290, L11–L16, 1997.
- CARROLL, B. W. & OSTLIE, D. A. *An introduction to modern astrophysics and cosmology*. 2006.
- CHELLI, A., UTRERA, O. H. & DUVERT, G. Optimised data reduction for the AMBER/VLTI instrument. *A&A*, vol. 502, 705–709, 2009.
- CHEN, B. & YAN, Y. Short-lived Absorptive Type III-like Microwave Bursts as a Signature of Fragmented Electron Injections. *ApJ*, vol. 689, 1412–1420, 2008.
- CHEN, X., SHEN, Z. Q. & XU, Y. Measuring the Distance of VX Sagittarii with SiO Maser Proper Motions. *ChJAA*, vol. 7, 531–538, 2007.
- CHIAVASSA, A. *Atmospheric Dynamics of Red Supergiant Stars*. Ph.D. thesis, University of Montpellier II, 2008.
- CHIAVASSA, A., FREYTAG, B., MASSERON, T. & PLEZ, B. Radiative hydrodynamics simulations of red supergiant stars. IV. Gray versus non-gray opacities. *A&A*, vol. 535, A22, 2011a.
- CHIAVASSA, A., HAUBOIS, X., YOUNG, J. S. & ET AL. Radiative hydrodynamics simulations of red supergiant stars. II. Simulations of convection on Betelgeuse match interferometric observations. *A&A*, vol. 515, A12, 2010a.
- CHIAVASSA, A., LACOUR, S., MILLOUR, F. & ET AL. VLTI/AMBER spectro-interferometric imaging of VX Sagittarii's inhomogenous outer atmosphere. *A&A*, vol. 511, A51, 2010b.

- CHIAVASSA, A., PASQUATO, E., JORISSEN, A. & ET AL. Radiative hydrodynamic simulations of red supergiant stars. III. Spectro-photocentric variability, photometric variability, and consequences on Gaia measurements. *A&A*, vol. 528, A120, 2011b.
- CHIAVASSA, A., PLEZ, B., JOSSELIN, E. & FREYTAG, B. Radiative hydrodynamics simulations of red supergiant stars. I. interpretation of interferometric observations. *A&A*, vol. 506, 1351–1365, 2009.
- COHEN, M., WHEATON, W. A. & MEGEATH, S. T. Spectral Irradiance Calibration in the Infrared. XIV. The Absolute Calibration of 2MASS. *AJ*, vol. 126, 1090–1096, 2003.
- COTTON, W. D., MENNESSON, B., DIAMOND, P. J. & ET AL. VLBA observations of SiO masers towards Mira variable stars. *A&A*, vol. 414, 275–288, 2004.
- COTTON, W. D., RAGLAND, S., PLUZHNIK, E. A. & ET AL. SiO Masers in Asymmetric Miras. IV. χ Cygni, R Aquilae, R Leo Minoris, Ru Herculis, U Herculis, and U Orionis. *ApJS*, vol. 188, 506–525, 2010.
- CRUZALÈBES, P., JORISSEN, A., RABBIA, Y. & ET AL. Fundamental parameters of 16 late-type stars derived from their angular diameter measured with VLTI/AMBER. *MNRAS*, vol. 434, 437–450, 2013.
- CUSANO, F., PALADINI, C., RICHICHI, A. & ET AL. AMBER/VLTI observations of five giant stars. *A&A*, vol. 539, A58, 2012.
- CUTRI, R. M., SKRUTSKIE, M. F., VAN DYK, S. & ET AL. *2MASS All Sky Catalog of point sources..* 2003.
- DA SILVA, L., GIRARDI, L., PASQUINI, L. & ET AL. Basic physical parameters of a selected sample of evolved stars. *A&A*, vol. 458, 609–623, 2006.
- DANCHI, W. C., BESTER, M., DEGIACOMI, C. G. & ET AL. Characteristics of dust shells around 13 late-type stars. *AJ*, vol. 107, 1469–1513, 1994.
- DE BECK, E., DECIN, L., DE KOTER, A. & ET AL. Probing the mass-loss history of AGB and red supergiant stars from CO rotational line profiles. II. CO line survey of evolved stars: derivation of mass-loss rate formulae. *A&A*, vol. 523, A18, 2010.
- DI BENEDETTO, G. P. & BONNEAU, D. Evidence from Michelson interferometry for small-scale structure in the source geometry of the M0 giant Beta Andromedae. *ApJ*, vol. 358, 617–621, 1990.

- DUCATI, J. R., BEVILACQUA, C. M., REMBOLD, S. B. & RIBEIRO, D. Intrinsic Colors of Stars in the Near-Infrared. *ApJ*, vol. 558, 309–322, 2001.
- DYCK, H. M., VAN BELLE, G. T. & THOMPSON, R. R. Radii and Effective Temperatures for K and M Giants and Supergiants. II. *AJ*, vol. 116, 981–986, 1998.
- EKSTRÖM, S., GEORGY, C., EGGENBERGER, P. & ET AL. Grids of stellar models with rotation. I. Models from 0.8 to 120 Msun at solar metallicity ($Z = 0.014$). *A&A*, vol. 537, A146, 2012.
- FEDELE, D., WITTKOWSKI, M., PARESCE, F. & ET AL. The K-band intensity profile of R Leonis probed by VLTI/VINCI. *A&A*, vol. 431, 1019–1026, 2005.
- FIORUCCI, M. & MUNARI, U. The Asiago Database on Photometric Systems (ADPS). II. Band and reddening parameters. *A&A*, vol. 401, 781–796, 2003.
- FREYTAG, B. & HÖFNER, S. Three-dimensional simulations of the atmosphere of an AGB star. *A&A*, vol. 483, 571–583, 2008.
- FREYTAG, B., STEFFEN, M., LUDWIG, H.-G. & ET AL. Simulations of stellar convection with CO5BOLD. *Journal of Computational Physics*, vol. 231, 919–959, 2012a.
- FREYTAG, B., STEFFEN, M., LUDWIG, H.-G., WEDEMEYER-BÖHM, S., SCHAFFENBERGER, W. & STEINER, O. Simulations of stellar convection with CO5BOLD. *Journal of Computational Physics*, vol. 231, 919–959, 2012b.
- GAI, M., MENARDI, S., CESARE, S. & ET AL. The VLTI fringe sensors: FINITO and PRIMA FSU. In *New Frontiers in Stellar Interferometry* (edited by W. A. Traub), vol. 5491 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 528. 2004.
- GRAY, D. F. Mass Motions in the Photosphere of Betelgeuse. *AJ*, vol. 135, 1450–1458, 2008.
- GRAY, M. D., WITTKOWSKI, M., SCHOLZ, M. & ET AL. SiO maser emission in Miras. *MNRAS*, vol. 394, 51–66, 2009.
- GRUNHUT, J. H., WADE, G. A., HANES, D. A. & ALECIAN, E. Systematic detection of magnetic fields in massive, late-type supergiants. *MNRAS*, vol. 408, 2290–2297, 2010.

- GUSTAFSSON, B., EDVARDSSON, B., ERIKSSON, K. & ET AL. A grid of MARCS model atmospheres for late-type stars. I. Methods and general properties. *A&A*, vol. 486, 951–970, 2008.
- HARPER, G. M., BROWN, A. & GUINAN, E. F. A New VLA-Hipparcos Distance to Betelgeuse and its Implications. *AJ*, vol. 135, 1430–1440, 2008.
- HAUBOIS, X., PERRIN, G., LACOUR, S. & ET AL. Imaging the spotty surface of Betelgeuse in the H band. *A&A*, vol. 508, 923–932, 2009.
- HAUSCHILD, P. H., ALLARD, F. & BARON, E. The NextGen Model Atmosphere Grid for $3000 \leq T_{\text{eff}} \leq 10,000$ K. *ApJ*, vol. 512, 377–385, 1999a.
- HAUSCHILD, P. H., ALLARD, F., FERGUSON, J. & ET AL. The NEXTGEN Model Atmosphere Grid. II. Spherically Symmetric Model Atmospheres for Giant Stars with Effective Temperatures between 3000 and 6800 K. *ApJ*, vol. 525, 871–880, 1999b.
- HAUSCHILD, P. H. & BARON, E. Numerical solution of the expanding stellar atmosphere problem. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, vol. 109, 41–63, 1999.
- HEGER, A., JEANNIN, L., LANGER, N. & BARAFFE, I. Pulsations in red supergiants with high L/M ratio. Implications for the stellar and circumstellar structure of supernova progenitors. *A&A*, vol. 327, 224–230, 1997.
- HILLEN, M., VERHOELST, T., DEGROOTE, P. & ET AL. The dynamic atmospheres of Mira stars: comparing the CODEX models to PTI time series of TU Andromedae. *A&A*, vol. 538, L6, 2012.
- HOUDASHELT, M. L., BELL, R. A. & SWEIGART, A. V. Improved Color-Temperature Relations and Bolometric Corrections for Cool Stars. *AJ*, vol. 119, 1448–1469, 2000a.
- HOUDASHELT, M. L., BELL, R. A., SWEIGART, A. V. & WING, R. F. Synthetic Spectra and Color-Temperature Relations of M Giants. *AJ*, vol. 119, 1424–1447, 2000b.
- HOUK, N. & SMITH-MOORE, M. *Michigan Catalogue of Two-dimensional Spectral Types for the HD Stars. Volume 4*. 1988.
- HUMPHREYS, E. M. L., GRAY, M. D., FIELD, D. & ET AL. A Model for the Variability of SIO Masers in Mira Variables. *Ap&SS*, vol. 251, 215–218, 1997.
- HUMPHREYS, R. M. Studies of luminous stars in nearby galaxies. I. Supergiants and O stars in the Milky Way. *ApJS*, vol. 38, 309–350, 1978.

- HUMPHREYS, R. M. & MCELROY, D. B. The initial mass function for massive stars in the Galaxy and the Magellanic Clouds. *ApJ*, vol. 284, 565–577, 1984.
- HUMPHREYS, R. M. & NEY, E. P. Visual and infrared observations of late-type supergiants in the southern sky. *ApJ*, vol. 194, 623–628, 1974.
- HUMPHREYS, R. M., STRECKER, D. W. & NEY, E. P. Spectroscopic and Photometric Observations of M Supergiants in Carina. *ApJ*, vol. 172, 75, 1972.
- IBEN, I., JR. Stellar Evolution Within and off the Main Sequence. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 5, 571, 1967.
- IRELAND, M. J. Extended Atmospheres of AGB Stars: Modeling and Measurement. In *Why Galaxies Care about AGB Stars II: Shining Examples and Common Inhabitants* (edited by F. Kerschbaum, T. Lebzelter & R. F. Wing), vol. 445 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 83. 2011.
- IRELAND, M. J., SCHOLZ, M., TUTHILL, P. G. & ET AL. Pulsation of M-type Mira variables with moderately different mass: search for observable mass effects. *MNRAS*, vol. 355, 444–450, 2004a.
- IRELAND, M. J., SCHOLZ, M. & WOOD, P. R. On the observability of geometric pulsation of M-type Mira variables. *MNRAS*, vol. 352, 318–324, 2004b.
- IRELAND, M. J., SCHOLZ, M. & WOOD, P. R. Dynamical opacity-sampling models of Mira variables - I. Modelling description and analysis of approximations. *MNRAS*, vol. 391, 1994–2002, 2008.
- IRELAND, M. J., SCHOLZ, M. & WOOD, P. R. Dynamical opacity-sampling models of Mira variables - II. Time-dependent atmospheric structure and observable properties of four M-type model series. *MNRAS*, vol. 418, 114–128, 2011.
- JEONG, K. S., WINTERS, J. M., LE BERTRE, T. & SEDLMAYR, E. Self-consistent modeling of the outflow from the O-rich Mira IRC -20197. *A&A*, vol. 407, 191–206, 2003.
- JOHNSON, H. L. The Absolute Calibration of the Arizona Photometry. *Communications of the Lunar and Planetary Laboratory*, vol. 3, 73–77, 1965.
- JONES, C. E., TYCNER, C., SIGUT, T. A. A. & ET AL. A Parameter Study of Classical Be Star Disk Models Constrained by Optical Interferometry. *ApJ*, vol. 687, 598–607, 2008.

- JOSSELIN, E., BLOMMAERT, J. A. D. L., GROENEWEGEN, M. A. T. & ET AL. Observational investigation of mass loss of M supergiants. *A&A*, vol. 357, 225–232, 2000.
- JOSSELIN, E. & PLEZ, B. Atmospheric dynamics and the mass loss process in red supergiant stars. *A&A*, vol. 469, 671–680, 2007.
- JURA, M., JOYCE, R. R. & KLEINMANN, S. G. High-luminosity carbon stars in the galactic anticenter. *ApJ*, vol. 336, 924–936, 1989.
- JURA, M. & KLEINMANN, S. G. Short- and intermediate-period oxygen-rich Miras. *ApJs*, vol. 79, 105–121, 1992.
- KAMIŃSKI, T., GOTTLIEB, C. A., SCHMIDT, M. R. & ET AL. Dust-forming molecules in VY Canis Majoris (and Betelgeuse). In *EAS Publications Series* (edited by P. Kervella, T. Le Bertre & G. Perrin), vol. 60 of *EAS Publications Series*, 191–198. 2013.
- KAROVICOVA, I., WITTKOWSKI, M., BOBOLTZ, D. A. & ET AL. Mid-infrared interferometric monitoring of evolved stars. The dust shell around the Mira variable RR Aquilae at 13 epochs. *A&A*, vol. 532, A134, 2011.
- KAROVICOVA, I., WITTKOWSKI, M., OHNAKA, K. & ET AL. New insights into the dust formation of oxygen-rich AGB stars. *A&A*, vol. 560, A75, 2013.
- KELLER, S. C. & WOOD, P. R. Bump Cepheids in the Magellanic Clouds: Metallicities, the Distances to the LMC and SMC, and the Pulsation-Evolution Mass Discrepancy. *ApJ*, vol. 642, 834–841, 2006.
- KHARCHENKO, N. V. All-sky compiled catalogue of 2.5 million stars. *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, vol. 17, 409–423, 2001.
- KIPPENHAHN, R., THOMAS, H. C. & WEIGERT, A. Sternentwicklung IV. Zentrales Wasserstoff- und Heliumbrennen bei einem Stern von 5 Sonnenmassen. Mit 4 Textabbildungen. *Zeitschrift fur Astrophysik*, vol. 61, 241, 1965.
- KLOPPENBORG, B., STENDEL, R., MONNIER, J. D. & ET AL. Infrared images of the transiting disk in the ϵ Aurigae system. *NATURE*, vol. 464, 870–872, 2010.
- KNAPP, G. R., POURBAIX, D., PLATAIS, I. & JORISSEN, A. Reprocessing the Hipparcos data of evolved stars. III. Revised Hipparcos period-luminosity relationship for galactic long-period variable stars. *A&A*, vol. 403, 993–1002, 2003.
- KRAUS, S. *Infrared Spectro-Interferometry of Massive Stars: Disks, Winds, Outflows, and Stellar Multiplicity*. Ph.D. thesis, University of Bonn, 2007.

- KURUCZ, R. L. Computation of opacities for diatomic molecules. *IAU Colloquium 146: Molecules in the Stellar Environment* (ed. by U.G. Jorgensen), vol. 428, 282–295, 1994.
- LAFRASSE, S., MELLA, G., BONNEAU, D. & ET AL. Building the 'JMMC Stellar Diameters Cataloguing SearchCal. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, vol. 7734 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. 2010.
- LAGARDE, N., DECRESSIN, T., CHARBONNEL, C. & ET AL. Thermohaline instability and rotation-induced mixing. III. Grid of stellar models and asymptotic asteroseismic quantities from the pre-main sequence up to the AGB for low- and intermediate-mass stars of various metallicities. *A&A*, vol. 543, A108, 2012.
- LANÇON, A., HAUSCHILDT, P. H., LADJAL, D. & MOUHCINE, M. Near-IR spectra of red supergiants and giants. I. Models with solar and with mixing-induced surface abundance ratios. *A&A*, vol. 468, 205–220, 2007.
- LANÇON, A. & WOOD, P. R. A library of 0.5 to 2.5 μm spectra of luminous cool stars. *A&As*, vol. 146, 217–249, 2000.
- LANGER, N. & HEGER, A. Massive Star Evolution. In *New Views of the Magellanic Clouds* (edited by Y.-H. Chu, N. Suntzeff, J. Hesser & D. Bohlender), vol. 190 of *IAU Symposium*, 192. 1999.
- LEVESQUE, E. M. The Physical Properties of Red Supergiants. In *Hot and Cool: Bridging Gaps in Massive Star Evolution* (edited by C. Leitherer, P. D. Bennett, P. W. Morris & J. T. Van Loon), vol. 425 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 103. 2010.
- LEVESQUE, E. M., MASSEY, P., OLSEN, K. A. G. & ET AL. The Effective Temperature Scale of Galactic Red Supergiants: Cool, but Not As Cool As We Thought. *ApJ*, vol. 628, 973–985, 2005.
- LEVESQUE, E. M., MASSEY, P., PLEZ, B. & OLSEN, K. A. G. The Physical Properties of the Red Supergiant WOH G64: The Largest Star Known? *AJ*, vol. 137, 4744–4752, 2009.
- LORD, S. D., HOLLENBACH, D. J., COLGAN, S. W. J. & ET AL. A Far-Infrared Spectral Line Survey of 23 Disk Galaxies. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, vol. 24 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1182. 1992.
- MARTÍ-VIDAL, I., MARCAIDE, J. M., QUIRRENBACH, A. & ET AL. AMBER observations of the AGB star RS Capricorni: extended atmosphere and comparison with stellar models. *A&A*, vol. 529, A115, 2011.

- MASSEY, P., LEVESQUE, E. M. & PLEZ, B. Bringing VY Canis Majoris Down to Size: An Improved Determination of Its Effective Temperature. *ApJ*, vol. 646, 1203–1208, 2006.
- MASSEY, P. & OLSEN, K. A. G. The Evolution of Massive Stars. I. Red Supergiants in the Magellanic Clouds. *AJ*, vol. 126, 2867–2886, 2003.
- MELNIK, A. M. & DAMBIS, A. K. Kinematics of OB-associations and the new reduction of the Hipparcos data. *MNRAS*, vol. 400, 518–523, 2009.
- MILLOUR, F. All you ever wanted to know about optical long baseline stellar interferometry, but were too shy to ask your adviser. *New Astronomy Reviews*, vol. 52, 177–185, 2008.
- MOREL, M. & MAGNENAT, P. UBVRIJKLMNH photoelectric photometric catalogue. (Magnetic tape). *A&As*, vol. 34, 477–478, 1978.
- MORO, D. & MUNARI, U. The Asiago Database on Photometric Systems (ADPS). I. Census parameters for 167 photometric systems. *A&As*, vol. 147, 361–628, 2000.
- NORRIS, B. R. M., TUTHILL, P. G., IRELAND, M. J. & ET AL. A close halo of large transparent grains around extreme red giant stars. *Nature*, vol. 484, 220–222, 2012.
- OHNAKA, K. Warm water vapor envelope in the supergiants α Ori and α Her and its effects on the apparent size from the near-infrared to the mid-infrared. *A&A*, vol. 421, 1149–1158, 2004.
- OHNAKA, K. Spatially resolved, high-spectral resolution observation of the K giant Aldebaran in the CO first overtone lines with VLTI/AMBER. *A&A*, vol. 553, A3, 2013.
- OHNAKA, K., DRIEBE, T., HOFMANN, K.-H. & ET AL. High angular resolution N-band observation of the silicate carbon star IRAS08002-3803 with the VLTI/MIDI instrument . Dusty environment spatially resolved. *A&A*, vol. 445, 1015–1029, 2006.
- OHNAKA, K., DRIEBE, T., WEIGELT, G. & WITTKOWSKI, M. Temporal variations of the outer atmosphere and the dust shell of the carbon-rich Mira variable V Ophiuchi probed with VLTI/MIDI. *A&A*, vol. 466, 1099–1110, 2007.
- OHNAKA, K., HOFMANN, K.-H., BENISTY, M. & ET AL. Spatially resolving the inhomogeneous structure of the dynamical atmosphere of Betelgeuse with VLTI/AMBER. *A&A*, vol. 503, 183–195, 2009.

- OHNAKA, K., HOFMANN, K.-H., SCHERTL, D. & ET AL. Spatially resolving the outer atmosphere of the M giant BK Virginis in the CO first overtone lines with VLTI/AMBER. *A&A*, vol. 537, A53, 2012.
- OHNAKA, K., HOFMANN, K.-H., SCHERTL, D. & ET AL. High spectral resolution imaging of the dynamical atmosphere of the red supergiant Antares in the CO first overtone lines with VLTI/AMBER. *A&A*, vol. 555, A24, 2013.
- OHNAKA, K., WEIGELT, G., MILLOUR, F. & ET AL. Imaging the dynamical atmosphere of the red supergiant Betelgeuse in the CO first overtone lines with VLTI/AMBER. *A&A*, vol. 529, A163, 2011.
- PALADINI, C. *Interferometry of carbon rich AGB stars*. Ph.D. thesis, University of Vienna, 2011.
- PALADINI, C., ARINGER, B., HRON, J. & ET AL. Interferometric properties of pulsating C-rich AGB stars. Intensity profiles and uniform disc diameters of dynamic model atmospheres. *A&A*, vol. 501, 1073–1085, 2009.
- PALADINI, C., VAN BELLE, G. T., ARINGER, B. & ET AL. Determination of the stellar parameters of C-rich hydrostatic stars from spectro-interferometric observations. *A&A*, vol. 533, A27, 2011.
- PARTRIDGE, H. & SCHWENKE, D. W. The determination of an accurate isotope dependent potential energy surface for water from extensive ab initio calculations and experimental data. *J. Chem. Phys.*, vol. 106, 4618, 1997.
- PATIENCE, J., ZAVALA, R. T., PRATO, L. & ET AL. Optical Interferometric Observations of tetha Orionis C from NPOI and Implications for the System Orbit. *ApJ*, vol. 674, L97–L100, 2008.
- PERRIN, G. Subtracting the photon noise bias from single-mode optical interferometer visibilities. *A&A*, vol. 398, 385–390, 2003a.
- PERRIN, G. The calibration of interferometric visibilities obtained with single-mode optical interferometers. Computation of error bars and correlations. *A&A*, vol. 400, 1173–1181, 2003b.
- PERRIN, G., RIDGWAY, S. T., COUDÉ DU FORESTO, V. & ET AL. Interferometric observations of the supergiant stars α Orionis and α Herculis with FLUOR at IOTA. *A&A*, vol. 418, 675–685, 2004.
- PERRIN, G., RIDGWAY, S. T., VERHOELST, T. & ET AL. Study of molecular layers in the atmosphere of the supergiant star μ Cep by interferometry in the K band. *A&A*, vol. 436, 317–324, 2005.

- PETROV, R. G., MALBET, F., WEIGELT, G. & ET AL. AMBER, the near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument. *A&A*, vol. 464, 1–12, 2007.
- PLEZ, B. Cool star model atmospheres for Gaia : ATLAS, MARCS, and PHOENIX. *Journal of Physics Conference Series*, vol. 328(1), 012005, 2011.
- PLUZHNIK, E. A., RAGLAND, S., LECOROLLER, H. & ET AL. The Structure and Kinematics of the Envelope Around U Ori from Iota Observations. *ApJ*, vol. 700, 114–122, 2009.
- QUIRRENBACH, A., MOZURKEWICH, D., ARMSTRONG, J. T. & ET AL. Angular diameter measurements of cool giant stars in strong TiO bands and in the continuum. *ApJ*, vol. 406, 215–219, 1993.
- QUIRRENBACH, A., MOZURKEWICH, D., ARMSTRONG, J. T. & ET AL. Stellar Diameters at 712 nm and 754 nm. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts 198*, vol. 33 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 882. 2001.
- RAGHAVAN, D., MCALISTER, H. A., TORRES, G. & ET AL. The Visual Orbit of the 1.1 Day Spectroscopic Binary σ^2 Coronae Borealis from Interferometry at the Chara Array. *ApJ*, vol. 690, 394–406, 2009.
- RAGLAND, S., LE COROLLER, H., PLUZHNIK, E. & ET AL. First Images of R Aquarii and Its Asymmetric H₂O Shell. *ApJ*, vol. 679, 746–761, 2008.
- RAGLAND, S., TRAUB, W. A., BERGER, J.-P. & ET AL. First Surface-resolved Results with the Infrared Optical Telescope Array Imaging Interferometer: Detection of Asymmetries in Asymptotic Giant Branch Stars. *ApJ*, vol. 652, 650–660, 2006.
- RICHICHI, A., PERCHERON, I. & KHRISTOFOROVA, M. CHARM2: An updated Catalog of High Angular Resolution Measurements. *A&A*, vol. 431, 773–777, 2005.
- RUIZ-VELASCO, A. E., WITTKOWSKI, M., WACHTER, A. & ET AL. Near-infrared spectro-interferometry of three OH/IR stars with the VLTI/AMBER instrument. *A&A*, vol. 535, A100, 2011.
- RYDE, N., HARPER, G. M., RICHTER, M. J. & ET AL. Water Vapor on Betelgeuse as Revealed by TEXES High-Resolution 12 μ m Spectra. *ApJ*, vol. 637, 1040–1055, 2006a.
- RYDE, N., LAMBERT, D. L., RICHTER, M. J. & ET AL. What does the Unexpected Detection of Water Vapor in Arcturus Atmosphere Tell us? In *3D Stellar Evolution* (edited by S. Turcotte, S. C. Keller & R. M. Cavallo),

- vol. 293 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 214. 2003.
- RYDE, N., LAMBERT, D. L., RICHTER, M. J. & LACY, J. H. Detection of Water Vapor in the Photosphere of Arcturus. *ApJ*, vol. 580, 447–458, 2002.
- RYDE, N., RICHTER, M. J., HARPER, G. M. & ET AL. Water Vapor on Supergiants: The 12 micron TEXES Spectra of μ Cephei. *ApJ*, vol. 645, 652–658, 2006b.
- RYLE, M. A New Radio Interferometer and Its Application to the Observation of Weak Radio Stars. *Royal Society of London Proceedings Series A*, vol. 211, 351–375, 1952.
- SACUTO, S., ARINGER, B., HRON, J. & ET AL. Observing and modeling the dynamic atmosphere of the low mass-loss C-star R Sculptoris at high angular resolution. *A&A*, vol. 525, A42, 2011.
- SAMADI, R. & GOUPIL, M.-J. Excitation of stellar p-modes by turbulent convection. I. Theoretical formulation. *A&A*, vol. 370, 136–146, 2001.
- SAMUS, N. N., DURLEVICH, O. V. & ET AL. General Catalogue of Variable Stars. *VizieR Online Data Catalog, II/2025*, vol. 1, 2025, 2009.
- SCHLEGEL, D. J., FINKBEINER, D. P. & DAVIS, M. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *ApJ*, vol. 500, 525–553, 1998.
- SCHMID-BURGK, J. & SCHOLZ, M. *Transfer in spherical media using integral equations*, 381–394. 1984.
- SCHOLZ, M., IRELAND, M. J. & WOOD, P. R. Effects of moderate abundance changes on the atmospheric structure and colours of Mira variables. *A&A*, vol. 565, A119, 2014.
- SCHWARZSCHILD, M. On the scale of photospheric convection in red giants and supergiants. *ApJ*, vol. 195, 137–144, 1975.
- SCHWENKE, D. W. Opacity of TiO from a coupled electronic state calculation parametrized by AB initio and experimental data. *Faraday Discussions*, vol. 109, 321, 1998.
- SHARP, C. M. & HUEBNER, W. F. Molecular equilibrium with condensation. *ApJs*, vol. 72, 417–431, 1990.
- SISS, L. Evolution of massive AGB stars. III. the thermally pulsing super-AGB phase. *A&A*, vol. 512, A10, 2010.

- SKINNER, C. J. Exposure Time & S/N Calculators for NICMOS. Tech. rep., 1996.
- STOTHERS, R. & LEUNG, K. C. Luminosities, masses and periodicities of massive red supergiants. *A&A*, vol. 10, 290–300, 1971.
- SU, J. B., SHEN, Z.-Q., CHEN, X. & ET AL. High-resolution VLBA Observations of Three 7 mm SiO Masers toward VX Sgr at Five Epochs. *ApJ*, vol. 754, 47, 2012.
- SYLVESTER, R. J., SKINNER, C. J. & BARLOW, M. J. Silicate and hydrocarbon emission from Galactic M supergiants. *MNRAS*, vol. 301, 1083–1094, 1998.
- TATULLI, E. & DUVERT, G. AMBER data reduction. *NewAR*, vol. 51, 682–696, 2007.
- TATULLI, E., MILLOUR, F., CHELLI, A. & ET AL. Interferometric data reduction with AMBER/VLTI. Principle, estimators, and illustration. *A&A*, vol. 464, 29–42, 2007.
- THIRUMALAI, A. & HEYL, J. S. The magnetized bellows of Betelgeuse. *MNRAS*, vol. 422, 1272–1282, 2012.
- TSUJI, T. Molecular abundances in stellar atmospheres. II. *A&A*, vol. 23, 411–431, 1973.
- TSUJI, T. Atmospheres of red supergiant stars. I - Model atmospheres based on a band-model opacity. *PASJ*, vol. 28, 543–565, 1976.
- TSUJI, T. High resolution spectroscopy of CO in the infrared spectra of cool stars. II - Quasi-static molecular dissociation zone in the outer atmosphere of red giant stars. *A&A*, vol. 197, 185–199, 1988.
- TSUJI, T. Water on the Early M Supergiant Stars α Orionis and μ Cephei. *ApJ*, vol. 538, 801–807, 2000.
- TSUJI, T. Water observed in red giants and supergiant stars - Manifestation of a novel picture of the stellar atmosphere or else evidence against the classical model stellar photosphere. In *Exploiting the ISO Data Archive. Infrared Astronomy in the Internet Age* (edited by C. Gry, S. Peschke, J. Matagne, P. Garcia-Lario, R. Lorente & A. Salama), vol. 511 of *ESA Special Publication*, 93. 2003.
- TSUJI, T. Infrared Spectra and Visibilities as Probes of the Outer Atmospheres of Red Supergiant Stars. *ApJ*, vol. 645, 1448–1463, 2006.
- TSUJI, T. Cool luminous stars: the hybrid nature of their infrared spectra. *A&A*, vol. 489, 1271–1289, 2008.

- TUTHILL, P. G., HANIFF, C. A. & BALDWIN, J. E. Hotspots on late-type supergiants. *MNRAS*, vol. 285, 529–539, 1997.
- TYCNER, C., JONES, C. E., SIGUT, T. A. A. & ET AL. Constraining the Physical Parameters of the Circumstellar Disk of chi Ophiuchi. *ApJ*, vol. 689, 461–470, 2008.
- VALDES, F., GUPTA, R., ROSE, J. A., SINGH, H. P. & BELL, D. J. The Indo-US Library of Coudé Feed Stellar Spectra. *ApJ*, vol. 152, 251–259, 2004.
- VAN BELLE, G. T., CREECH-EAKMAN, M. J. & HART, A. Supergiant temperatures and linear radii from near-infrared interferometry. *MNRAS*, vol. 394, 1925–1935, 2009.
- VAN BELLE, G. T., PALADINI, C., ARINGER, B. & ET AL. The PTI Carbon Star Angular Size Survey: Effective Temperatures and Non-sphericity. *ApJ*, vol. 775, 45, 2013.
- VAN LEEUWEN, F. Validation of the new Hipparcos reduction. *A&A*, vol. 474, 653–664, 2007.
- VAN LOON, J. T., CIONI, M.-R. L., ZIJLSTRA, A. A. & LOUP, C. An empirical formula for the mass-loss rates of dust-enshrouded red supergiants and oxygen-rich Asymptotic Giant Branch stars. *A&A*, vol. 438, 273–289, 2005.
- VERHOELST, T. *Evolved stars: a combined view from interferometry and spectroscopy*. Ph.D. thesis, Katholieke Universiteit Leuven, 2005.
- VERHOELST, T., DECIN, L., VAN MALDEREN, R. & ET AL. Amorphous alumina in the extended atmosphere of α Orionis. *A&A*, vol. 447, 311–324, 2006.
- VERHOELST, T., DECIN, L., VANDENBUSSCHE, B. & ET AL. Betelgeuse: ISO-SWS vs. MARCS Models. In *Modelling of Stellar Atmospheres* (edited by N. Piskunov, W. W. Weiss & D. F. Gray), vol. 210 of *IAU Symposium*, 14P. 2003.
- WATSON, C. L. The International Variable Star Index (VSX). *Society for Astronomical Sciences Annual Symposium*, vol. 25, 47, 2006.
- WHITE, N. M. & WING, R. F. Photoelectric two-dimensional spectral classification of M supergiants. *ApJ*, vol. 222, 209–219, 1978.
- WHITELOCK, P., MARANG, F. & FEAST, M. . *MNRAS*, vol. 319, 728–758, 2000.

- WILSON, R. W., DHILLON, V. S. & HANIFF, C. A. The changing face of Betelgeuse. *MNRAS*, vol. 291, 819, 1997.
- WING, R. F. & SPINRAD, H. Infrared CN Bands in M Supergiants and Carbon Stars. *ApJ*, vol. 159, 973, 1970.
- WITTKOWSKI, M. MIDI and AMBER from the user's point of view. *New Astronomy Reviews*, vol. 51, 639–649, 2007.
- WITTKOWSKI, M., AUFDENBERG, J. P., DRIEBE, T. & ET AL. Tests of stellar model atmospheres by optical interferometry. IV. VINCI interferometry and UVES spectroscopy of Menkar. *A&A*, vol. 460, 855–864, 2006.
- WITTKOWSKI, M., AUFDENBERG, J. P. & KERVELLA, P. Tests of stellar model atmospheres by optical interferometry. VLTI/VINCI limb-darkening measurements of the M4 giant psi Phe. *A&A*, vol. 413, 711–723, 2004.
- WITTKOWSKI, M., BOBOLTZ, D. A., DRIEBE, T. & ET AL. J, H, K spectro-interferometry of the Mira variable S Orionis. *A&A*, vol. 479, L21–L24, 2008.
- WITTKOWSKI, M., BOBOLTZ, D. A., IRELAND, M. & ET AL. Inhomogeneities in molecular layers of Mira atmospheres. *A&A*, vol. 532, L7, 2011.
- WITTKOWSKI, M., BOBOLTZ, D. A., OHNAKA, K. & ET AL. The Mira variable S Orionis: relationships between the photosphere, molecular layer, dust shell, and SiO maser shell at 4 epochs. *A&A*, vol. 470, 191–210, 2007.
- WITTKOWSKI, M., HAUSCHILDT, P. H., ARROYO-TORRES, B. & MARCAIDE, J. M. Fundamental properties and atmospheric structure of the red supergiant VY Canis Majoris based on VLTI/AMBER spectro-interferometry. *A&A*, vol. 540, L12, 2012.
- WITTKOWSKI, M. & PALADINI, C. From the atmosphere to the circumstellar environment in cool evolved stars. *EAS Publications Series*, in prep.
- WOOD, P. R., BESSELL, M. S. & FOX, M. W. Long-period variables in the Magellanic Clouds - Supergiants, AGB stars, supernova precursors, planetary nebula precursors, and enrichment of the interstellar medium. *ApJ*, vol. 272, 99–115, 1983.
- WOOD, P. R., WHITEOAK, J. B., HUGHES, S. M. G. & ET AL. OH/IR stars in the Magellanic Clouds. *ApJ*, vol. 397, 552–569, 1992.
- WOOD, P. R. & ZARRO, D. M. Helium-shell flashing in low-mass stars and period changes in mira variables. *ApJ*, vol. 247, 247–256, 1981.

- WOODRUFF, H. C., EBERHARDT, M., DRIEBE, T. & ET AL. Interferometric observations of the Mira star α Ceti with the VLTI/VINCI instrument in the near-infrared. *A&A*, vol. 421, 703–714, 2004.
- WOODRUFF, H. C., IRELAND, M. J., TUTHILL, P. G. & ET AL. The Keck Aperture Masking Experiment: Spectro-Interferometry of Three Mira Variables from 1.1 to 3.8 microm. *ApJ*, vol. 691, 1328–1336, 2009.
- YOON, J., PETERSON, D. M., ZAGARELLO, R. J. & ET AL. The Effect of Rotation on the Spectrum of Vega. *ApJ*, vol. 681, 570–578, 2008.
- YOUNG, J. S., BALDWIN, J. E., BOYSEN, R. C. & ET AL. New views of Betelgeuse: multi-wavelength surface imaging and implications for models of hotspot generation. *MNRAS*, vol. 315, 635–645, 2000.
- ZHAO, M., GIES, D., MONNIER, J. D. & ET AL. First Resolved Images of the Eclipsing and Interacting Binary β Lyrae. *ApJ*, vol. 684, L95–L98, 2008.