

## Undersökning av döende stjärnor

Massförlust och molekyler för stjärnor  
på den asymptotiska jättegrenen

Kandidatarbete SEEX15-19-04

Johan Gustafsson  
Per Hirvonen  
Amanda Strömfors  
Sara Wäpling



KANDIDATARBETE 2019: SEEX15-19-04

## Undersökning av döende stjärnor

Massförlust och molekyler för stjärnor  
på den asymptotiska jättegrenen

Johan Gustafsson  
Per Hirvonen  
Amanda Strömfors  
Sara Wäpling



**CHALMERS**

Institutionen för Rymd-, geo- och miljövetenskap  
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA  
Göteborg 2019

Undersökning av döende stjärnor  
Massförlust och molekyler för stjärnor  
på den asymptotiska jättegrenen  
Johan Gustafsson, Per Hirvonen, Amanda Strömfors, Sara Wäpling

© Johan Gustafsson, Per Hirvonen, Amanda Strömfors, Sara Wäpling, 2019.

Handledare: Dr. Elvire De Beck och Dr. Matthias Maercker, Institutionen för Rymd-, geo- och miljövetenskap  
Examinator: Docent Magnus Thomasson, Institutionen för Rymd-, geo- och miljövetenskap

Kandidatarbete 2019: SEEX15-19-04  
Institutionen för Rymd-, geo- och miljövetenskap  
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

Omslag: Färgdiagram och konturlinjer av  $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$  för stjärnan W Hya.

Typsatt med L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X  
Göteborg 2019

Undersökning av döende stjärnor  
Massförlust och molekyler för stjärnor  
på den asymptotiska jättegrenen  
Johan Gustafsson, Per Hirvonen, Amanda Strömfors, Sara Wäpling  
Institutionen för Rymd-, geo- och miljövetenskap  
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

## Sammandrag

Projektet syftar till att studera massutflödet från nio döende stjärnor. Emissionslinjer erhållna från observationer under projektet DEATHSTAR har använts som utgångspunkt. Vidare ämnar projektet även att karaktärisera den molekylära floran för två av de nio stjärnorna, W Hya och R For. Gasmassförluster beräknades med en förenklad ekvation utifrån emissionslinjer för  $^{12}\text{CO}$ . De erhållna gasmassförlusterna varierade mellan  $10^{-7}$  och  $10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . Beräkningar av stoftmassa och stoftmassförlust utfördes enbart för stjärnan W Hya, där inget stoft och ingen stoftmassförlust kunde fastställas utifrån den erhållna datan. Det observerade emissionsspektrumet för W Hya och R For innehöll minst 17 respektive 16 molekylära emissionslinjer, där utflödet kring W Hya domineras av syrebaserade molekyler, medan R For uppvisar ett kolrik utflöde. Slutligen indikerade  $^{12}\text{CO}$ -emissionslinjerna för flertalet stjärnor att deras höljen är asymmetriska. De erhållna linjeprofilerna för R Hya tyder på att det existerar flera hastighetskomponenter, vilket motiverar vidare och mer detaljerade undersökningar i framtiden.

## Abstract

The study aims to investigate the mass outflow from evolved stars. Emission lines from nine stars, observed under the project DEATHSTAR, were studied. The gas-mass-loss rates were approximated using a simplified formula based on the rotational emission lines of  $^{12}\text{CO}$ . Furthermore, the project aims to determine the molecular composition of two of the nine stars, W Hya and R For. The calculated gas-mass-loss rates varied from  $10^{-7}$  to  $10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . The dust-mass and dust-mass-loss rate calculations were only attempted regarding the star W Hya, though no dust-mass and dust-mass-loss could be determined from the data. The observed emission spectra from W Hya and R For contained at least 16 and 17 molecular emission lines respectively. The outflow of W Hya is dominated by oxygen based molecules, while the outflow of R For contains carbon based molecules. Finally, the emission lines from  $^{12}\text{CO}$  for several stars show evidence of asymmetric envelopes. The obtained profile for R Hya hints at multiple velocity components and might warrant a more in-depth investigation in the future.

Nyckelord: AGB-stjärna, massförlust, ALMA, ALMA-ACA, stoft, W Hya, R For, molekyler, emissionslinjer

Keywords: AGB-star, mass-loss rate, ALMA, ALMA-ACA, dust, W Hya, R For, molecules, emission lines



# Förord

Vi vill tacka våra alldeles underbara handledare, Elvire De Beck och Matthias Maercker, för deras tålamod, alla underbara möten, uppmuntrande ord och extrema hastighet att svara på mejl! Ni har satt ribban högt för framtida handledare!

Vi vill även tacka Wouter Vlemmings för en välbehövlig föreläsning om interferometri och allt vad det innebär.

Slutligen vill vi tacka Y Hya-gruppen för trevliga utbyten och speciellt Tomas som tog initiativ till projektet!

En sak till! I det här arbetet har vi hämtat data från lite olika databaser, och en del av dem önskar ha med en textsnitt i rapporten:

This paper makes use of the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA 2017.1.00595.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ.

This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement.

Johan Gustafsson  
Per Hirvonen  
Amanda Strömfors  
Sara Wäpling

Göteborg, maj 2019





# Innehåll

<b>Figurer</b>	<b>xi</b>
<b>Tabeller</b>	<b>xiv</b>
<b>Förkortningar</b>	<b>xvi</b>
<b>1 Introduktion</b>	<b>1</b>
1.1 Bakgrund . . . . .	1
1.2 Syfte . . . . .	3
1.3 Observationer . . . . .	3
<b>2 Teori</b>	<b>5</b>
2.1 En inledande beskrivning av massförlust . . . . .	5
2.2 Cirkumstellärt hölje . . . . .	5
2.2.1 Förekomsten av molekyler . . . . .	6
2.2.2 Kontinuitetsekvationen . . . . .	6
2.3 Strålningstransport . . . . .	7
2.3.1 Ekvationen för strålningstransport . . . . .	7
2.3.2 Optisk täthet . . . . .	8
2.4 Emission från stoft . . . . .	8
2.4.1 Svartkroppsstrålning . . . . .	8
2.4.2 Stoftmassa . . . . .	10
2.4.3 Kondensationsradie . . . . .	11
2.5 Gasmassförlust från CO-linjeemission . . . . .	11
2.5.1 CO-linjeprofiler . . . . .	11
2.5.2 Gasmassförlust . . . . .	12
<b>3 Metod</b>	<b>15</b>
3.1 Ekvationer för massförlust från gas och stoft . . . . .	15
3.2 Det cirkumstellära höljets utseende . . . . .	15
3.3 Molekyler runt stjärnor . . . . .	16
3.4 Databehandling . . . . .	16
3.4.1 Validering av databehandling . . . . .	16
<b>4 Resultat</b>	<b>17</b>
4.1 Molekyler kring AGB-stjärnor . . . . .	17

4.2	Stoftmassförlust för W Hya . . . . .	17
4.3	Undersökning av kolmonoxid . . . . .	22
4.3.1	Spatial upplösning . . . . .	22
4.3.2	Erhållna CO-linjeprofiler . . . . .	22
4.3.3	Massförlust via kolmonoxid . . . . .	22
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>29</b>
5.1	Molekylflora . . . . .	29
5.1.1	Att identifiera linjer . . . . .	29
5.1.2	Att identifiera molekyler . . . . .	29
5.1.3	Finstrukturer . . . . .	30
5.1.4	Linjeprofiler för W Hya och R For . . . . .	30
5.2	Stoftet runt W Hya . . . . .	31
5.2.1	Tillämpade ekvationernas begränsningar . . . . .	31
5.2.2	Parametrarnas inverkan på stoftberäkningarna . . . . .	32
5.3	Problemet med avstånd inom astronomi . . . . .	33
5.3.1	Gasmassförlust från CO-linjeemission . . . . .	34
5.4	Asymmetrier och optisk täthet . . . . .	35
	<b>Litteratur</b>	<b>37</b>
<b>A</b>	<b>Appendix 1</b>	<b>I</b>
A.1	Strålparametrar . . . . .	I

# Figurer

4.1	Linjeprofiler för identifierade molekyler i det cirkumstellära höljet för M-stjärnan W Hya. Profilerna är normerade mot respektive emissionslinjes maxima. Den radiella hastigheten $v$ anges relativt systemets antagna vilohastighet $v_{\text{lsr}} = 41,2 \text{ km s}^{-1}$ . . . . .	20
4.2	Linjeprofiler för identifierade molekyler i det cirkumstellära höljet för C-stjärnan R For. Profilerna i de övre fönstrena är normerade mot respektive emissionslinjes maxima. Den radiella hastigheten $v$ anges relativt systemets antagna vilohastighet $v_{\text{lsr}} = -1,92 \text{ km s}^{-1}$ . Det nedsta fönstret visar det mer komplexa spektrumet för $^{13}\text{CN}$ som funktion av frekvensen $\nu$ . . . . .	21
4.3	Färgdiagram och konturlinjer över CO-emission från de observerade M-stjärnorna. Färgdiagrammet motsvarar värdet för den maximala intensiteten av respektive emissionslinje. De streckade samt heldragna konturlinjerna motsvarar närliggande frekvenskanaler före respektive efter den centrerade frekvensen som angivits med färgdiagrammet. . . . .	23
4.4	Färgdiagram och konturlinjer över CO-emission från de observerade C-stjärnorna. Färgdiagrammet motsvarar värdet för den maximala intensiteten av respektive emissionslinje. De streckade samt heldragna konturlinjerna motsvarar närliggande frekvenskanaler före respektive efter den centrerade frekvensen som angivits med färgdiagrammet. . . . .	24
4.5	Observerade emissionslinjer för rotationsövergångar $J = 2 \rightarrow 1$ och $J = 3 \rightarrow 2$ för $^{12}\text{CO}$ i det cirkumstellära höljet för fyra C-stjärnor. Uppmätt antenntemperatur $T$ visas mot den radiella hastigheten $v$ i $\text{km s}^{-1}$ . De ljusare profilerna erhöles för den syntetiserade huvudstrålen med storlek $\theta_{\text{mb}}$ . De mörkare erhöles för en apertur i storlek med den emitterande regionen, $\theta_{\text{max}}$ . . . . .	26
4.6	Observerade emissionslinjer för rotationsövergångar $J = 2 \rightarrow 1$ och $J = 3 \rightarrow 2$ för $^{12}\text{CO}$ i det cirkumstellära höljet för fem M-stjärnor. Uppmätt antenntemperatur $T$ visas mot den radiella hastigheten $v$ i $\text{km s}^{-1}$ . De ljusare profilerna erhöles för den syntetiserade huvudstrålen med storlek $\theta_{\text{mb}}$ . De mörkare erhöles för en apertur i storlek med den emitterande regionen, $\theta_{\text{max}}$ . . . . .	27



# Tabeller

1.1	Spektral konfiguratuion för DEATHSTAR-observationer, där $\nu_c$ är centerfrekvensen, $\Delta\nu$ är frekvenssteget och $\Delta v$ är motsvarande stegen i termer av hastighet. . . . .	3
1.2	Spatial uppställning. Där $\Delta t_{\text{obs}}$ är den effektiva observationstiden på respektive stjärna. Notera att vissa av observationerna har haft mer än en session och i dessa fall presenteras kalibratorer för båda sessionerna. Vissa av stjärnorna observerades med samma spatiala uppställning och anges därför tillsammans i tabellen. . . . .	4
2.1	Ingående parametrar i ekvation (2.31) för beräkning av gasmassförlust (Ramstedt et al. 2008). . . . .	13
4.1	Molekylövergångar identifierade hos den syrerika stjärnan W Hya. I tabellen redovisas övergångens vilofrekvens $\nu_{\text{vilo}}$ , kvanttalsövergångar, energinivån för det övre kvanttillståndet samt $I_{\text{mb}}$ som är den integrerade stråltemperaturen. Referensdata är hämtad från CDMS (Müller et al. 2005) och JPL (Pickett et al. 1998). . . . .	18
4.2	Molekylövergångar identifierade hos den kolrika stjärnan R For. I tabellen redovisas övergångens vilofrekvens $\nu_{\text{vilo}}$ , kvanttalsövergångar, energinivån för det övre kvanttillståndet samt $I_{\text{mb}}$ som är den integrerade stråltemperaturen. Referensdata är hämtad från CDMS (Müller et al. 2005) och JPL (Pickett et al. 1998). . . . .	19
4.3	Erhållna värden för beräkning av W Hyas eventuellt detekterade stoft. Där $T_{\text{sk}}$ är den beräknade svartkroppstemperaturen, $F_\nu$ är det observerade flödet, $F_{\text{stoft}} = F_\nu - B_\nu(T_\star)\Delta\Omega$ vilket bör motsvara flödet från det eventuella stoftet, $M_{\text{stoft}}$ är stoftmassan och $\dot{M}_{\text{stoft}}$ är stoftmassförlusten. . . . .	22
4.4	Massförlusten för de undersökta stjärnorna beräknad utifrån $^{12}\text{CO}$ -emission. Fotnoter anger referensen för avståndet till stjärnan. Där referensen har angett ett konfidensintervall har massförlusten dessutom beräknats i utkanten av detta. För CZ Hya, RV Aqr och WX Psc angavs inget konfidensintervall (Menzies et al. 2006). . . . .	25

5.1	Beräkning av svartkroppstemperaturen $T_{\text{sk}}$ , stoftmassan $M_{\text{stoft}}$ och stoftmassförlusten $\dot{M}_{\text{stoft}}$ vid variation av parametrarna stjärnans radie $R$ , avståndet till stjärnan $d$ , stjärntemperaturen $T_{\star}$ och stofttemperaturen $T_{\text{stoft}}$ för W Hya. En parameter varieras i taget, med en avvikelse inom rimliga felramar utgående från följande värden: $R_{\star} = 2 \text{ AU}$ , $R_{\text{CSE}} = 300 \text{ au}$ , $d = 98 \text{ pc}$ , $T_{\star} = 2500 \text{ K}$ och $T_{\text{stoft}} = 100 \text{ K}$ (Barlow et al. 1996; Haniff et al. 1995; Justtanont et al. 2004; Vlemmings et al. 2003; Vlemmings et al. 2017). . . . .	33
5.2	Nyttjade referensvärden för gasmassförlusten. . . . .	35
A.1	Stråldimensioner för nyttjade aperturer vid framtagning av CO-linje-profiler i figur 4.5 och 4.6. $\theta_{\text{mb}}$ är den syntetiserade strålen erhållen i datan, och $\theta_{\text{max}}$ är den nyttjade strålen för maximalt integrerat flöde för respektive emissionlinje. . . . .	I

# Förkortningar

ACA	Atacama Compact Array
AGB	Asymptotiska jättegrenen
$\alpha$	Spektralindexet
ALMA	Atacama Large Millimeter/submillimeter Array
$a_{\text{stoft}}$	Stoftkorns radien
$B_{\nu}$	Spektrala radiansen
$B_{\nu}^{\text{RJ}}$	Spektrala radiansen för Rayleigh-Jeans lag
CASA	Common Astronomy Software Applications
CSE	Cirkumstellära höljet
C-stjärna	Kolrik stjärna
$d$	Avståndet till stjärnan
DEATHSTAR	DEtermining Accurate mass-loss rates of THERmally pulsing AGB STARS
$\Delta\Omega$	Rymdvinkeln
$f_{\text{CO}}$	Förhållandet mellan antalet väte- och kolmonoxidmolekyler
$F_{\nu}$	Flödet
$F_{\text{stoft}}$	Flödet från stoftet
GSD	Kornens storleksdistribution
GTD	Kornens temperaturdistribution
$I_{\text{CO}}$	Integrerade antenntemperaturen
$I_{\nu}$	Specifika intensiteten
$j_{\nu}$	Emissionskoefficienten
$\kappa_{\nu}$	Absorptionskoefficienten
$\tilde{\kappa}_{\nu}$	Opaciteten
$M_{\odot}$	Solmassan
Maser	Mikrovågsförstärkning genom stimulerad emission av strålning
$M_{\text{CO}}$	Kolmonoxidens massa
$\dot{M}_{\text{gas}}$	Gasmassförlusten
$M_{\text{stoft}}$	Stoftmassan

$\dot{M}_{\text{stoft}}$	Stoftmassförlusten
MRS	Maximala återgivningsbara skalan
M-stjärna	Syrerik stjärna
$\nu$	Frekvensen
$\nu_{\text{vilo}}$	Vilofrekvensen
$R_{\star}$	Stjärnans radie
$R_{\text{CSE}}$	Det cirkumstellära höljets radie
rms	Kvadratiska medelvärdet
$s$	Strålvägen
SED	Spektrala energidistributionen
$S_{\nu}$	Källfunktionen
S-stjärna	Stjärna med lika mängder kol och syre
$\tau_{\nu}$	Optiska tätheten
$\theta_{\text{max}}$	Aperturen för att erhålla maximalt flöde
$\theta_{\text{mb}}$	Syntiserade huvudstrålen
$T_{\text{eff}}$	Effektiva temperaturen
$T_{\text{stoft}}$	Stofttemperaturen
$T_{\text{mb}}$	Antenntemperaturen
$T_{\text{sk}}$	Svartkroppstemperaturen
$T_{\star}$	Stjärnans temperatur
$v_{\text{lsr}}$	Systemets lokala vilohastighet
$v_{\infty}$	Expansionshastigheten



# 1

## Introduktion

### 1.1 Bakgrund

De flesta stjärnor spenderar majoriteten av sin livstid som huvudseriestjärnor där väte i kärnan genomgår fusion till helium (Habing & Olofsson 2004, s. 3). Till slut tar vätet i kärnan slut och stjärnan inleder en serie av utvecklingsfaser (Stahler & Palla 2005). Stjärnor med massa omkring 0,8 till  $8 M_{\odot}$  spenderar slutet av sina liv som AGB-stjärnor (Habing & Olofsson 2004, s. 22), där AGB står för *Asymptotic Giant Branch* som på svenska benämns asymptotiska jättegrenen (Nationalencyklopedin 2019). En AGB-stjärna har börjat sin förbränning i skal omkring kärnan (Habing & Olofsson 2004, s. 5). Det leder till att stjärnan ökar i både storlek och luminositet vilket gör AGB-stjärnor lämpliga för observationer (Vlemmings 2017). Utvecklingen till den tidiga AGB-fasen ser olika ut beroende på stjärnans massa. Dock är tidiga AGB-stjärnors struktur i princip oberoende av massa (Habing & Olofsson 2004, s. 31).

Därefter går de över till termiskt pulserande AGB-stjärnor, vilket också är den längsta fasen för en stjärna på den asymptotiska jättegrenen. Det är under de termiska pulserna som en stor mängd av universums grundämnen bildas (Höfner & Olofsson 2018). Dessa stjärnor har en degenererad kärna av kol och syre omgiven av brinnande helium- och väteskal (Habing & Olofsson 2004, s. 12), där energitransporten upp till ytan sker genom konvektion. Väteskalet dominerar till en början stjärnans luminositet, men heliumskalet är instabilt och kommer att ge upphov till en termisk puls (Habing & Olofsson 2004, s. 13). Detta sker genom att energi tillförs heliumskalet och en kedjeraktion startas så att en kraftig ökning i luminositet uppstår. Detta skapar konvektionsceller i skalet så att stjärnan, undantaget kärnan, expanderar och släcker ut väteskalet vilket orsakar en temporär minskning av ytans luminositet. När även kärnan expanderar frigörs energi som på nytt tänds väteskalet och luminositeten når sitt maximum. Sedan komprimeras stjärnan, väteskalet dominerar återigen luminositeten och cykeln börjar om (Habing & Olofsson 2004, s. 31).

Tidsskalan för pulserna beror på stjärnans massa, en tyngre stjärna pulserar med högre frekvens (Habing & Olofsson 2004, s. 34). En stjärna med massan  $1 M_{\odot}$  har en period på ungefär 100 000 år medan en stjärna med massan  $4 M_{\odot}$  har en period på ungefär 10 000 år (Wagenhuber & Groenewegen 1998).

AGB-stjärnor genomgår även kortare så kallade stellära pulser med en periodtid i storleksordning av hundratals dygn (Habing & Olofsson 2004, s. 13, 249). Pulserna leder till att stjärnorna i AGB-fasen utvecklar kraftiga vindar som drar med sig materia ut i det interstellära mediet där de sedan bidrar till uppbyggnaden av nästa generation stjärnor och planeter. Processen ingår i ett kosmiskt kretslopp som är viktigt för att förstå både hur vi kommit dit vi är idag och vad som kan komma att hända i framtiden (Höfner & Olofsson 2018).

Ett särskiljande drag för AGB-stjärnor är deras cirkumstellära höljen (CSE, *CircumStellar Envelope*) som kännetecknas av en rik kemi (Habing & Olofsson 2004). AGB-stjärnor delas in i tre kategorier baserat på förhållandet mellan kol och syre i stjärnans utflöde; M-stjärna (syrerik) om kvoten  $C/O < 1$ , C-stjärna (kolrik) om  $C/O > 1$  eller S-stjärna om  $C/O \approx 1$  (Habing & Olofsson 2004, s. 23).

För att studera kosmiska objekt används teleskop. Inom astronomin eftersträvas ständigt att uppnå allt högre upplösning vilket kräver allt större teleskop. Den minsta upplösta detaljen är i samma storleksordningen som våglängden delat på teleskopets diameter (Evans & Wulf Friedlander 2019). Exempelvis har Hubbleteleskopet som observerar optiska våglängder, ca 1000 nm, en primärspiegel med en diameter på 2,4 m (NASA n.d.). Det innebär att ett radioteleskop, som observerar våglängder i millimeterområdet, skulle behöva vara tusen gånger större för att uppnå samma detaljupplösning. Ett sätt att kringgå svårigheter med att bygga ett enda enormt teleskop med en diameter på 2,4 km är att använda interferometri. Då kombineras data från flera mindre teleskop som studerar samma objekt (Dravins 2019). Genom att beräkna interferensen som korskorrelationen för signalen, det vill säga hur lika de är, och göra avancerad databehandling som bygger på fouriertransform kan en bild av det studerade objektet byggas upp (Hecht 2002, s. 519). Viktigt att notera är att resultatet inte är detsamma som om källan hade fotograferats direkt utan den bästa möjliga återgivningen (Asayama et al. 2017; Hecht 2002, s. 519).

Det teleskop som använts för att samla in datan som studeras i det här arbetet är *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array* (ALMA). Som namnet antyder observerar teleskopet våglängder i millimeter- och submillimeterområdet (European Southern Observatory 2019). ALMA är en interferometer som består av 66 antenner varav 50 stycken ingår i huvuduppställningen där varje antenn är 12 m i diameter (European Southern Observatory 2019). Dessa antenner är flyttbara och det längsta möjliga avståndet mellan två antenner är 16 km. Att antennerna är flyttbara ger teleskopet förmågan att studera både större och mindre ting (Asayama et al. 2017). När de är placerade långt ifrån varandra erhålls högre detaljupplösning men helheten syns inte. När de istället är placerade nära varandra är det stora objekt som blir upplösta medan information om detaljerna förloras (Asayama et al. 2017). Ytterligare fyra antenner som mäter 12 m i diameter ingår i *Total Power Array*. De övriga 12 antennerna ingår i den så kallade *Atacama Compact Array* (ACA) (European Southern Observatory 2019). Dessa står mycket tätare och kan användas tillsammans med övriga antenner eller separat (European Southern Observatory 2019). ALMA är ett unikt teleskop som ger tillgång till mycket detaljerad data för våglängder i radioområdet (European Southern Observatory 2019).

Det här projektet använder data från ACA:s 7 m antenner som ger en bild där större objekt är upplösta (European Southern Observatory 2019). Detta är att föredra vid observation av större strukturer, som i det här fallet när syftet är att studera AGB-stjärnor i stora drag. Under 2017 och 2018 observerade ACA omkring 80 AGB-stjärnor under projektet DEATHSTAR, *DEtermining Accurate mass-loss rates of THERmally pulsating AGB STARs* (Ramstedt 2016).

## 1.2 Syfte

Syftet med detta projekt är att undersöka AGB-stjärnors massförlust och CSE:n. Stjärnor förlorar massa i form av stoft och gas. Projektet syftar till att bestämma hur mycket massa som förloras som stoft respektive gas och hur fördelningen mellan de två ser ut. Gasmassförluster beräknas för samtliga nio studerade stjärnor, medan stoftmängd och stoftmassförlust endast undersöks för W Hya. AGB-stjärnors cirkumstellära höljens innehåll skiljer sig åt beroende på vilken sorts stjärna det är och projektet syftar till att jämföra den syrerika stjärnan W Hya och den kolrik stjärnan R For molekylflora. Projektet kommer även att studera förekomsten av asymmetrier hos samtliga nio stjärnor.

## 1.3 Observationer

Observationerna utfördes med ACA där 9 till 11 av 7 m antennerna nyttjades med en kortaste baslinje på 8,9 m och en längsta baslinje på 48 m. Dessa baslinjer medförde en vinkelupplösning på 5,4'' och 3,6'' samt en maximalt återgivningsbar skala (MRS, *Maximum Recoverable Scale*) på 29,0'' och 19,3'' för band 6 respektive 7. De spektrala samt spatiala konfigurationer som använts vid observationerna presenteras i tabell 1.1 respektive 1.2.

**Tabell 1.1:** Spektral konfiguration för DEATHSTAR-observationer, där  $\nu_c$  är centerfrekvensen,  $\Delta\nu$  är frekvenssteget och  $\Delta v$  är motsvarande steg men i termer av hastighet.

Band	$\nu_c$ [GHz]	Bandbredd [GHz]	$\Delta\nu$ [kHz]	$\Delta v$ [km s <sup>-1</sup> ]
6	230,7	1,0	488,3	0,63
	232,1	2,0	976,6	1,3
	216,4	2,0	976,6	1,4
	218,3	2,0	976,6	1,3
7	345,6	1,0	488,3	0,42
	343,5	2,0	976,6	0,85
	330,8	1,0	488,3	0,44
	332,3	2,0	976,6	0,88

**Tabell 1.2:** Spatial uppställning. Där  $\Delta t_{\text{obs}}$  är den effektiva observationstiden på respektive stjärna. Notera att vissa av observationerna har haft mer än en session och i dessa fall presenteras kalibratorer för båda sessionerna. Vissa av stjärnorna observerades med samma spatiala uppställning och anges därför tillsammans i tabellen.

Stjärna	Band	$\Delta t_{\text{obs}}$ [h : m : s]	Amplitud	Bandpass	Fas
CZ Hya	6	0:16:08	Callisto	J1058+0133	J1037-2934
	7	0:22:11	J0854+2006	J1058+0133	J1037-2934
	7	0:22:11	Ganymede	J1229+0203	J1037-2934
R Crt + U Hya	6	0:16:38	J1037-2934	J1058+0133	J1048-1909
	7	0:22:11	J1058+0133	J1058+0133	J1048-1909
R For	6	0:08:04	Mars	J0522-3627	J0137-2430
	7	0:11:05	Uranus	J0006-0623	J0137-2430
R Hya + W Hya	6	0:16:08	Callisto	J1256-0547	J1351-2912
	7	0:22:11	Ganymedes	J1256-0547	J1246-2547
RV Aqr	6	0:08:34	Neptunus	J2232+1143	J2101+0341
	7	0:09:04	Neptunus	J2232+1143	J2101+0341
TW Hor	6	0:18:39	Uranus	J0522-3627	J0253-5441
	7	0:19:09	Uranus	J0522-3627	J0253-5441
	7	0:19:09	Uranus	J0522-3627	J0253-5441
WX Psc	6	0:09:35	Uranus	J2253+1608	J0121+1149
	7	0:10:05	Neptunus	J2253+1608	J0108+0135

# 2

## Teori

I detta kapitel beskrivs den fysikaliska teorin som krävs för att kunna beräkna döende stjärnors massförlust. Inledningsvis beskrivs en enkel bild kring vad som driver massförlusten, för att sedan övergå i en beskrivning av det karaktäristiska cirkumstellära höljet. Därefter följer en beskrivning av fenomenet strålningstransport, med syfte att ge en grund till den diskussion som förs kring de cirkumstellära höljena utifrån den erhållna datan. Vidare ges en beskrivning av hur massförlusten i form av stoft samt stoftmassan i höljet kan beräknas utifrån vissa antaganden. Avslutningsvis beskrivs hur massförlusten från en AGB-stjärna kan uppskattas med hjälp av CO-linjeemissioner.

### 2.1 En inledande beskrivning av massförlust

Massförlust är en dominerande egenskap för AGB-stjärnor (He & Chen 2001; Höfner & Olofsson 2018; Lattanzio & Karakas 2016). För att kunna fly från stjärnans gravitationella potential måste stjärnans materia accelereras till en hastighet över flykthastigheten innan ett kritiskt avstånd (Habing & Olofsson 2004, s. 325). För kolstjärnor med en massförlust mellan  $10^{-7}$  och  $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  kan accelerationen förklaras genom de karaktäristiska stellära pulserna, som lyfter materia från stjärnans yta till svalare delar av atmosfären där delar av gasen kan kondensera till stoft (Winters et al. 2000). De stellära pulserna har en typisk periodtid på hundratals dygn (Höfner & Olofsson 2018). Efter att delar av gasen har kondenserat driver strålningstrycket stoftet utåt samtidigt som det drar med sig gasen (Höfner & Olofsson 2018).

Typen av stoft är viktig för att strålningstrycket ska kunna driva förloppet; i C-stjärnor kan detta förklaras med amorft, kolbaserat stoft (Höfner & Olofsson 2018). För M-stjärnor, som inte har samma mängd kolstoft som C-stjärnor, har det påvisats att järnfritt silikat med en partikelstorlek kring  $1 \mu\text{m}$  besitter de egenskaper som krävs för att driva massförlusten (Höfner 2008; Norris et al. 2012).

### 2.2 Cirkumstellärt hölje

Som följd av massförlusten byggs ett hölje av gas och stoft upp kring stjärnan (Reimers 1975). Det finns observationer som tyder på att AGB-stjärnors höljen generellt

är symmetriska, men det finns också bevis som tyder på att det inte är fallet för alla stjärnor (Höfner & Olofsson 2018). Höljets geometri och densitet är beroende av massförlusten och därför är studier av CSE:n ett sätt att bättre förstå massförlustprocessen (Höfner & Olofsson 2018). Detta görs genom att studera emission från olika molekyler i CSE:t, till exempel ger maseremission från  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{SiO}$  och  $\text{OH}$  information om hur höljets inre struktur ser ut (Bowers & Johnston 1990; Diamond et al. 1994; Reid & Menten 1990). En maser (*microwave amplification by stimulated emission of radiation*) är jämförbar med en laser (*light amplification by stimulated emission of radiation*) men skillnaden är att masern opererar i mikrovågsregionen av det elektromagnetiska spektrumet (Schawlow 2017).

### 2.2.1 Förekomsten av molekyler

Sannolikheten för att en viss molekyl återfinns i en stjärnas CSE varierar med vilken typ stjärnan är, exempelvis finns det fler kolbaserade molekyler i en kolrik stjärna än i en syrerik. Om en stjärna blir en M-, C- eller S-stjärna beror på hur mycket material som dras upp från stjärnans inre lager till dess atmosfär (Cherchneff 2006). I fotosfären binds allt kol i syrerika stjärnor och allt syre i kolrika stjärnor till  $\text{CO}$  (Cherchneff 2006). De stellära pulserna ger upphov till chockvågor som bryter upp kolmonoxiden och ändrar kemin så att syrebaserade molekyler som vatten återfinns även i kolrika stjärnor och tvärtom (Cherchneff 2006). Dock är det svårt att detektera molekylerna. Majoriteten av de molekyler som identifierats kring AGB-stjärnor har endast observerats runt stjärnor med stor massförlust som ligger nära jorden (Cernicharo et al. 2000).

### 2.2.2 Kontinuitetsekvationen

För att beskriva CSE:t runt AGB-stjärnor antas oftast en konstant expansionshastighet samt en konstant, sfäriskt symmetrisk massförlust (Habing & Olofsson 2004, s. 326). Då ges massförlusten av kontinuitetsekvationen

$$\dot{M} = 4\pi r^2 v_\infty \rho(r), \quad (2.1)$$

där  $r$  är radien,  $v_\infty$  är expansionshastigheten och  $\rho(r)$  är höljets densitet (Habing & Olofsson 2004, s. 328). Massan erhålls som volymintegralen av densiteten,

$$M = \int_{\text{Volym}} \rho(r) d\vec{r}. \quad (2.2)$$

Används ekvation (2.1) i kombination med (2.2) ges

$$M = \int_{\text{Volym}} \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v_\infty} d\vec{r} = \frac{\dot{M} R_{\text{CSE}}}{v_\infty}. \quad (2.3)$$

Slutligen kan massförlusten tecknas

$$\dot{M} = \frac{v_\infty M}{R_{\text{CSE}}}, \quad (2.4)$$

där  $R_{\text{CSE}}$  är radien på CSE:t.

## 2.3 Strålningstransport

Vad som sker med strålningen som propagerar genom CSE:t och vidare genom rymden kan beskrivas med hjälp av strålningstransport. Övergripande förklarar strålningstransport hur datan ska tolkas för att beskriva de verkliga förhållandena hos det observerade objektet. Detta kan uttryckas genom en ekvation som bland annat är beroende av den optiska tätheten hos mediet, en beskrivning av dessa begrepp följer nedan.

### 2.3.1 Ekvationen för strålningstransport

I tomma rymden visar Choudhuri 2010, s. 27 och Condon & Ransom 2016, s. 30 att den specifika intensiteten  $I_\nu$  inte förändras längs en strålväg  $s$ , vilket kan uttryckas

$$\frac{dI_\nu}{ds} = 0. \quad (2.5)$$

Då strålningen propagerar genom rymden kommer den påverkas av både absorption och återemission. Parametrarna  $\kappa_\nu$  och  $j_\nu$  införs för att beskriva absorptionen respektive återemissionen (Choudhuri 2010, s. 28). Intensiteten som erhålls efter sträckan  $ds$  för respektive fall ges av

$$\begin{cases} dI_\nu = -I_\nu \kappa_\nu ds & , \text{bidraget från absorption} \\ dI_\nu = j_\nu ds & , \text{bidraget från emission} \end{cases} \quad (2.6)$$

enligt Modest 2013, s. 282. Sammantaget ges ekvationen för strålningstransport på differentiell form av

$$dI_\nu = -I_\nu \kappa_\nu ds + j_\nu ds. \quad (2.7)$$

Införs källfunktionen

$$S_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu}, \quad (2.8)$$

i kombination med ekvation (2.12) erhålls

$$dI_\nu = -I_\nu d\tau_\nu + S_\nu d\tau_\nu, \quad (2.9)$$

där  $\tau_\nu$  är den optiska tätheten (Choudhuri 2010, s. 29). Efter integration erhålls slutligen den generella lösningen till strålningstransportsekvationen enligt

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} e^{-(\tau_\nu - \tau')} S_\nu d\tau', \quad (2.10)$$

se Friedlander 2000, s. 147 för vidare detaljer. Vid specialfallet då strålningen passerar genom ett isotropt medium blir källfunktionen konstant och ekvation (2.10) förenklas till

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (2.11)$$

enligt Choudhuri 2010, s. 29.

### 2.3.2 Optisk täthet

Optisk täthet,  $\tau_\nu$ , är ett mått på hur transparent en substans är. Den optiska tätheten definieras enligt

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu ds, \quad (2.12)$$

där  $\kappa_\nu$  är absorptionskoefficienten och  $ds$  den infinitesimala strålvägen (Choudhuri 2010, s. 28). I intervallet  $[s_0, s]$  erhålls därmed

$$\tau_\nu = \int_{s_0}^s \kappa_\nu(s') ds'. \quad (2.13)$$

Två motpoler som brukar diskuteras är optiskt täta och optiskt tunna medium. Om  $\tau_\nu \ll 1$  för en strålväg genom ett objekt så är objektet optiskt tunt medan om  $\tau_\nu \gg 1$  är objektet optiskt tätt (Choudhuri 2010, s. 29). Då ekvation (2.10) kombineras med (2.13) erhålls den specifika intensiteten längs en strålväg enligt

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} \quad (2.14)$$

om materien inte emitterar. De fotoner som färdas genom ett medium kommer med högre sannolikhet att absorberas och återemitteras i ett optiskt tätt medium jämfört med ett optiskt tunt medium. Därmed går information från den ursprungligt emitterande källan förlorad. Från detta följer att optiskt tunna medier attenuerar ljuset i mindre grad än optiskt täta medier (Choudhuri 2010, s. 29).

## 2.4 Emission från stoft

Grunden till strålningstransport bygger på den materia som strålningen propagerar genom, där exempelvis det interstellära mediets materia består av gas, plasma och stoft. Formationen av stoft kommer bland annat från vindarna hos AGB-stjärnor, vilket medför att dessa stjärnor och deras höljen är ett viktigt bidrag för berikningen av det interstellära mediet (Groenewegen et al. 2016). I detta avsnitt följer därför en beskrivning av den fysik som ligger till grund för att beräkna stoftets massa samt stoftmassförlusten kring en AGB-stjärna genom flödet från lång-infraröd- och submillimeteremission. Vidare används förhållandet mellan stoft och gas med syfte att bedöma hur väl den nyttjade metoden återspeglar verkligheten vid beräkning av stoftet massa samt stoftmassförlust.

### 2.4.1 Svartkroppsstrålning

En svartkropp är ett idealiserat objekt som absorberar all infallande elektromagnetisk strålning, vilket medför att strålningen som kroppen avger endast beror på inre egenskaper (Carroll & Ostlie 1996, s. 76). Det visar sig att svartkroppens emissionspektrum endast beror av temperaturen, vilket illustreras matematiskt med hjälp av Plancks strålningslag (Choudhuri 2010, s. 24). Lagen uttrycker den spektrala radiansen enligt

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (2.15)$$



där  $k$  är Boltzmanns konstant,  $h$  är Plancks konstant,  $c$  är ljushastigheten,  $\nu$  är frekvensen och  $T$  är temperaturen (Choudhuri 2010, s. 25). Då  $h\nu \ll kT$  kan  $B_\nu$  approximativt uttryckas

$$B_\nu^{\text{RJ}}(T) = \frac{2\nu^2}{c^2}kT, \quad (2.16)$$

denna approximation kallas för Rayleigh-Jeans lag (Nordling & Österman 2014, s. 352).

Stjärnor är inga perfekta svartkroppar, men svartkroppsstrålningen kan användas som en första approximation (Carroll & Ostlie 1996, s. 76). En stjärnas specifika intensitet förhåller sig till frekvensen enligt

$$I_\nu \propto \nu^\alpha, \quad (2.17)$$

där  $\nu$  är frekvensen och  $\alpha$  är spektralindexet (Condon & Ransom 2016, s. 156). Spektralindexet ges i sin tur av

$$\alpha = \frac{\partial \log F_\nu}{\partial \log \nu}, \quad (2.18)$$

där  $F_\nu$  är flödet (Condon & Ransom 2016, s. 156). Både stjärnan och stoftet runt stjärnan emitterar svartkroppsstrålning (Bianchi 2013; Finkelburg 1949), men vid olika temperaturer. Vid observation av AGB-stjärnor, för en frekvens som de båda svartkropparna emitterar vid, erhålls därmed superpositionen av de två svartkropparna. Spektralindexet kan sedan användas för att bestämma om den observerade stjärnan, för det aktuella frekvensvärdet, emitterar svartkroppsstrålning från en eller flera svartkroppar.

Om Rayleigh-Jeans villkoret gäller ges att

$$I_\nu = B_\nu^{\text{RJ}}(\nu, T) = \frac{2\nu^2}{c^2}kT, \quad (2.19)$$

vilket medför att då  $\alpha \approx 2$  strålar objekt som en svartkropp, medan om  $\alpha \neq 2$  erhålls en avvikelse från Rayleigh-Jeans approximationen. Detta indikerar en överlagring av mer än en ideal svartkropp med olika temperaturer. Överlagringen kan orsakas av stoft, med en temperatur skild från stjärnans, som påverkar den spektrala energifördelningen (SED, *Spectral Energy Distribution*) vid den observerade frekvensen. Om  $\alpha \approx 2$  kan det endast konstateras att objektet strålar som en svartkropp. Med andra ord kan två, eller fler, svartkroppar med olika temperaturer fortfarande ge  $\alpha \approx 2$  i Rayleigh-Jeans området. I fallet då  $\alpha \approx 2$  och flödet motsvarar en rimlig temperatur för den studerade stjärnan, vilket beräknas med hjälp av ekvation (2.19), är det sannolikt att stoft inte bidrar nämnvärt till SED:n vid dessa frekvenser. I fallet då den beräknade svartkroppstemperaturen inte motsvarar den förväntade temperaturen för enbart stjärnan kan vidare beräkningar av stoftmassan och dess stoftmassförlust utföras.

Observera att följande förhållande gäller mellan stjärnans specifika intensitet och det uppmätta flödet

$$I_\nu = \frac{F_\nu}{\Delta\Omega} = \frac{F_\nu}{\frac{\pi}{4} \left(\frac{2R_*}{d}\right)^2}, \quad (2.20)$$

där  $\Delta\Omega$  är rymdvinkeln,  $d$  är avståndet till stjärnan och  $R_*$  är stjärnans radie (Condon & Ransom 2016, s. 23).

## 2.4.2 Stoftmassa

Stoftets massa beräknas utan att anta något förhållande mellan mängden gas och stoft. Senare används ett sådant förhållande för att verifiera den utnyttjande metoden. Stoffets massa kommer därför beräknas med hjälp av den spektrala radiansen, som beskrivs i avsnitt 2.4.1. Inledningsvis betraktas ett moln av idealiserat stoft med sfäriska, jämnstora korn av samma temperatur och komposition. Det antas även att stoftet emitterar likt en svartkropp, vilket beskrivits i avsnitt 2.4.1. Optiskt tunna förhållanden förmodas vara applicerbara på det omgivande mediet, vidare antas det att stoftpartiklarna absorberar och emitterar fotoner enligt Kirchhoffs strålningslag (Mattsson et al. 2015). För en godtycklig kropp som emitterar och absorberar termisk strålning, i termodynamisk jämvikt, implicerar detta att absorptionsförmågan är lika med emissiviteten, det vill säga  $Q_{\text{abs}} = Q_{\text{em}}$  (Mattsson et al. 2015).

Dessa antaganden gör att det observerade flödet i submillimeter- och lång-infraröd-området ger summan av det återemitterade flödet från stoftpartiklarna, där flödet från en partikel  $a$  med temperatur  $T_{\text{stoft}}$  ges av

$$F_{\nu}^{\text{partikel}}(a) = \frac{\pi B_{\nu}(T_{\text{stoft}}) a^2 Q_{\text{abs}}(\nu, a) n(a)}{d^2} da, \quad (2.21)$$

där  $d$  är avståndet till stjärnan och  $n(a)$  är kornens storleksdistribution (GSD, *Grain-Size Distribution*) (Mattsson et al. 2015). Med vidare antaganden att alla stoftpartiklar kan beskrivas med samma temperatur  $T_{\text{stoft}}$  samt att  $\nu a/c \ll 1$  (Rayleigh-Jeans approximation) ges det totala flödet av

$$F_{\nu}^{\text{stoft}} = \frac{3}{4} \frac{B_{\nu}(T_{\text{stoft}}) Q'_{\text{abs}} V}{d^2}, \quad (2.22)$$

där  $Q'_{\text{abs}} = Q(\nu, a)/a$  och  $V$  är den totala volymen (Mattsson et al. 2015). Multiplieras hela uttrycket med densiteten  $\rho$  erhålls stoftets massa enligt

$$M_{\text{stoft}} = \frac{F_{\nu}^{\text{stoft}}}{\tilde{\kappa}_{\nu} B_{\nu}(T_{\text{stoft}})}, \quad (2.23)$$

där  $F_{\nu}^{\text{stoft}}$  är stoftets flöde,  $B_{\nu}(T_{\text{stoft}})$  är den spektrala radiansen för Rayleigh-Jeans approximation och  $\tilde{\kappa}_{\nu}$  är emissiviteten (Demyk et al. 2017; Mattsson et al. 2015).

Stoftmassförlusten kan sedan beräknas enligt avsnitt 2.2.2 och ges då av

$$\dot{M}_{\text{stoft}} = \frac{v_{\infty} M_{\text{stoft}}}{R_{\text{CSE}}}. \quad (2.24)$$

För validering av den erhållna stoftmassförlusten kan ett förhållande mellan gas och stoft antas. Förhållandet är beroende av flertalet parametrar, men dess storleksordning är mellan 0,1% och 1% av hela höljets massa (Zhukovska & Henning 2013).

### 2.4.3 Kondensationsradie

För att gas ska kunna kondensera till stoft krävs det temperaturer kring 1000 till 1500 K (Höfner & Olofsson 2018). En uppskattning av stoftets temperatur vid ett visst avstånd  $r$  från stjärnan, givet att stoftet är i strålningsjämvikt, ges av

$$T_{\text{stoft}}(r) \approx T_{\text{eff}} \left( \frac{2r}{R_{\star}} \right)^{-\frac{2}{4+p}}, \quad (2.25)$$

enligt (Höfner & Olofsson 2018). Den effektiva temperaturen  $T_{\text{eff}}$  är given av en planckfördelning med hänsyn tagen till geometrin,  $R_{\star}$  är stjärnans radie och  $p$  är en materialkonstant från antagandet att absorptionskoefficienten  $\kappa$  är proportionell mot  $\lambda^{-p}$  där  $\lambda$  är våglängden (Höfner & Olofsson 2018). Genom att ansätta att  $T_{\text{stoft}}$  är lika med kondensationstemperaturen  $T_{\text{k}}$  vid en viss radie  $R_{\text{k}}$  kan ekvation (2.25) tecknas

$$R_{\text{k}} \approx \frac{R_{\star}}{2} \left( \frac{T_{\text{k}}}{T_{\text{eff}}} \right)^{-\frac{4+p}{2}}. \quad (2.26)$$

Flertalet observerade ämnen kring AGB-stjärnor har en kondensationsradie  $R_{\text{k}}$  kring 2 till  $4 R_{\star}$  (Bladh & Höfner 2012). Det har också påvisats att den kritiska radien för det stoft som driver massförlusten sammanfaller med kondensationsradien (Maercker 2009).

## 2.5 Gasmassförlust från CO-linjeemission

När det kondenserade stoftet rör sig utåt drar det med sig gas (Höfner & Olofsson 2018). Det är gasen som ger det största bidraget till stjärnans totala massförlust (Zhukovska & Henning 2013). Gasen består till största del av vätgas (Höfner & Olofsson 2018),  $\text{H}_2$ , och för att uppskatta massförlusten skulle en direkt observation av  $\text{H}_2$  vara idealt. Molekylärt väte är dock svårt att urskilja från stjärnans strålning då dess exciterade rotationstillstånd inte kan uppnås i det cirkumstellära höljet. Den vanligast förekommande molekylen efter  $\text{H}_2$  är kolmonoxid, CO, bland annat för att molekylen är mycket stabil mot fotodissociation (Höfner & Olofsson 2018). Detta gör CO till en god källa för att studera och karaktärisera det cirkumstellära höljet hos AGB-stjärnor (Höfner & Olofsson 2018).

### 2.5.1 CO-linjeprofiler

Genom att studera rotationsemissionslinjer för  $^{12}\text{CO}$  kan information erhållas om gasens expansionshastighet, den emitterande regionens storlek, eventuella asymmetrier i det cirkumstellära höljet samt höljets optiska täthet (Höfner & Olofsson 2018). Detta är möjligt då gasens rörelse i höljet ger upphov till en breddning av den annars smala frekvenstoppen i spektrumet på grund av röd- och blåförskjutning av de emitterade fotonerna. Om vilofrekvensen för en specifik linje är känd erhålls den radiella hastigheten i förhållande till observatören enligt

$$v = c \left( \frac{\nu_{\text{vilo}} - \nu_{\text{obs}}}{\nu_{\text{obs}}} \right), \quad (2.27)$$

där  $c$  är ljusets hastighet i vakuum,  $\nu_{\text{vilo}}$  vilofrekvensen och  $\nu_{\text{obs}}$  den observerade frekvensen för emissionen.

När antenntemperaturen ritas som funktion av hastigheten enligt ekvation (2.27) kan gasens asymptotiska hastighet uppskattas som halva bredden av emissionslinjens bas. Vidare karakteriseras linjeprofilen även av den optiska tätheten hos det cirkumstellära höljet samt huruvida källan är spatialt upplöst. Profilen kan approximeras med funktionen

$$T_{\text{mb}}(v) = T_0 \left( 1 - \left( \frac{v - v_{\text{lsr}}}{v_{\infty}} \right)^2 \right)^{\beta/2}, \quad (2.28)$$

där  $T_0$  är en temperatur,  $v_{\text{lsr}}$  är systemets radiella hastighet i förhållande till den lokala vilostandarden (lsr, *Local Standard of Rest*), och  $v_{\infty}$  är gasens expansionshastighet (Habing & Olofsson 2004, s 339). Exponenten  $\beta$  kan varieras beroende på den spatiala upplösning och höljets optiska täthet. Ett optiskt tunt CSE ger upphov till en hornformad profil svarandes mot  $\beta < 0$ , medan ett optiskt tätt CSE resulterar i en mjukare parabel,  $\beta \approx 2$ , med högst intensitet i centrum av emissionslinjen (Habing & Olofsson 2004, s. 339). Den spatiala upplösningen påverkar tydligheten i dessa karakteristiker. Ett optiskt tunt hölje som ej är spatialt upplöst svarar mot ett  $\beta \approx 0$ . Dessa emissionslinjer kan sedan nyttjas vid beräkning av stjärnans massförlust i form av gas.

### 2.5.2 Gasmassförlust

Genom att anta ett sfäriskt symmetriskt och isotropt CSE, där gasen har en konstant expansionshastighet, kan en första approximation till massförlusten erhållas enligt

$$\dot{M}_{\text{gas}} = \frac{M_{\text{CO}} v_{\infty}}{f_{\text{CO}} R}, \quad (2.29)$$

där  $M_{\text{CO}}$  är massan av kolmonoxid,  $f_{\text{CO}}$  är förhållandet mellan antalet  $\text{H}_2$  - och CO-molekyler,  $v_{\infty}$  är gasens expansionshastighet och  $R$  är det sfäriska områdets radie (Olofsson 1996). Under ytterligare antaganden om ett optiskt tunnt CSE och en icke upplöst källa fås att

$$M_{\text{CO}} \propto T_{\text{mb}} v_{\infty} d^2 \theta_b^2, \quad (2.30)$$

där  $T_{\text{mb}}$  är antenntemperaturen i kelvin,  $\theta_b$  är den fulla bredden vid halva intensiteten för den gaussiska antennstrålen,  $v_{\infty}$  är gasens expansionshastighet och  $d$  är avståndet till källan. I själva verket är relationen mellan  $M_{\text{CO}}$  och den studerade emissionslinjen mycket komplex. Relationen beror bland annat på de kvantmekaniska processer som ligger till grund för emissionen samt strålningens interaktioner på väg till observatören (Habing & Olofsson 2004, s. 384). För att studera dessa emissioner används vanligen mer avancerade beräkningsmodeller som involverar strålningstransport. Genom att variera parametrar för att erhålla en simulerad emission som överensstämmer med den observerade emissionen kan storheter som gasmassförlust erhållas.

En förenklad formel för beräkning av gasmassförlusten, baserad på ekvation (2.29) och (2.30), presenterades först av Knapp & Morris 1985. Formeln är applicerbar på emission från CO  $J = 1 \rightarrow 0$  för ett optiskt tätt CSE. Förbättringar av formeln har gjorts på senare tid genom jämförelser med strålningstransportsmodeller (De Beck et al. 2010; Ramstedt et al. 2008). Formeln som presenteras av Ramstedt et al. 2008 är applicerbar även för rotationsövergångar från  $J = 1 \rightarrow 0$  upp till  $J = 4 \rightarrow 3$ . Med denna metod erhålls att

$$\dot{M}_{gas} = s_j \left( I_{CO} \theta_b^2 d^2 \right)^{a_j} v_\infty^{b_j} f_{CO}^{-c_j} \quad [M_\odot \text{ yr}^{-1}], \quad (2.31)$$

där  $I_{CO}$  [K] är den integrerade antenntemperaturen,  $\theta_b$  ["] är strålbredden,  $d$  [kpc] är avståndet till stjärnan,  $v_\infty$  [km s<sup>-1</sup>] är gasens expansionshastighet och  $f_{CO}$  är mängden CO i förhållande till H<sub>2</sub>. Kvoten  $f_{CO}$  sätts till  $1 \cdot 10^{-3}$ ,  $2 \cdot 10^{-4}$  och  $6 \cdot 10^{-4}$  för C-, M- respektive S-stjärnor (Ramstedt et al. 2008). De framtagna värdena för parametrarna  $s_j$ ,  $a_j$ ,  $b_j$  och  $c_j$  visas i tabell 2.1.

**Tabell 2.1:** Ingående parametrar i ekvation (2.31) för beräkning av gasmassförlust (Ramstedt et al. 2008).

Övergång	$s_j$	$a_j$	$b_j$	$c_j$
$J = 1 \rightarrow 0$	$(4, 9 \pm 2, 4) \cdot 10^{-12}$	0,68(±0,03)	0,59(±0,13)	0,80(±0,08)
$J = 2 \rightarrow 1$	$(1, 3 \pm 0, 7) \cdot 10^{-11}$	0,82(±0,03)	0,46(±0,13)	0,59(±0,07)
$J = 3 \rightarrow 2$	$(3, 8 \pm 3, 4) \cdot 10^{-11}$	0,91(±0,04)	0,39(±0,13)	0,45(±0,07)
$J = 4 \rightarrow 3$	$(8, 4 \pm 4, 1) \cdot 10^{-11}$	0,95(±0,03)	0,36(±0,13)	0,37(±0,07)



# 3

## Metod

I detta kapitel presenteras de metoder som använts i projektet samt varför dessa valdes. I stora drag är detta ett observationellt arbete som grundar sig i databehandling av observationer erhållna från ALMA-teleskopet.

### 3.1 Ekvationer för massförlust från gas och stoft

Genom litteraturstudier identifierades tillämpbara ekvationer för att beräkna AGB-stjärnors massförlust. Utgångspunkten för att beräkna gasmassförlusten var ekvation (2.31), där de ingående parametrarna beräknades utifrån CO-emissionslinjer i den erhållna datan samt genom litteraturstudier. Beräkningen av gasmassförlusten utfördes för flera AGB-stjärnor vilket möjliggjorde en vidare jämförelse av stjärnornas gasmassförlust.

Beräkningen av massförlusten från stoft utfördes med observationsdata för det kontinuerliga spektrumet. För detta spektrum är de individuella emissionslinjerna utelämnade. Denna beräkning utfördes endast för stjärnan W Hya. Då det inte var givet att stoft detekterats runt stjärnan vid observationerna beskrivna i avsnitt 1.3 krävdes ytterligare steg i beräkningarna jämfört med gasmassförlusten. Spektralindexet i ekvation (2.18) samt svartkroppstemperaturen i ekvation (2.19) beräknades och jämfördes med rimliga värden för AGB-stjärnor för att avgöra om stoft detekterats. För beräkning av den eventuella stoftmassan användes ekvation (2.23). Slutligen kunde även stoftmassförlusten beräknas utifrån ekvation (2.24).

### 3.2 Det cirkumstellära höljets utseende

För att undersöka utseendet och eventuella asymmetrier hos de observerade stjärnornas cirkumstellära höljen illustrerades datan med hjälp av CASA (*Common Astronomy Software Applications*) och MATLAB. Inledningsvis studerades formen på linjeprofilerna för de observerade emissionslinjerna för kolmonoxid. Vidare undersöktes även de spatiala variationerna som funktion av frekvens; hur stjärnans intensitet varierar i det tvådimensionella bildplanet för olika frekvenser.

### 3.3 Molekyler runt stjärnor

För att studera molekylloran runt olika typer av stjärnor undersöktes M-stjärnan W Hya samt C-stjärnan R For med hjälp av det astronomiska programmet CASA. Med CASA illustrerades emissionsspektrumet för de olika observationsområdena. För ett givet frekvensintervall användes programmet för att söka efter molekyllära emissionslinjer. För att avgöra vilket av de föreslagna alternativen som motsvarade den detekterade spektrallinjen utfördes litteraturstudier. Styrkan på respektive spektrallinje motsvarar till en första approximation den mängd molekyler som finns i höljet. För att erhålla den totala intensiteten användes beräkningsprogrammet MATLAB.

### 3.4 Databehandling

Databehandlingen utfördes i programmen CASA och MATLAB. Inledningsvis användes CASA då detta program är särskilt användbart för att få en överblick över astronomisk data. För att utföra de olika matematiska beräkningarna användes MATLAB, där olika skript och funktioner skrevs för respektive beräkning.

#### 3.4.1 Validering av databehandling

Avslutningsvis återstod validering av de erhållna resultaten genom jämförelser med tidigare studier. Vidare gjordes även en analys kring rimligheten i vissa antaganden.



# 4

## Resultat

I detta kapitel presenteras de resultat som erhållits för beräkningar av gasmassförlusten för samtliga nio observerade stjärnor, samt den eventuella stoftmassförlusten och stoftmassan för stjärnan W Hya. Tabeller och figurer presenteras i syfte att vidare kunna analysera de cirkumstellära höljenas utseenden för samtliga stjärnor. Den molekylära floran kring R For och W Hya presenteras också.

### 4.1 Molekyler kring AGB-stjärnor

Resultatet från undersökningen av den syrerika stjärnan W Hyas molekylära flora finns i tabell 4.1. Motsvarande resultat för den kolrika stjärnan R For återfinns i tabell 4.2. Linjeprofiler för de identifierade molekylerna för W Hya och R For presenteras i figur 4.1 respektive 4.2.

### 4.2 Stoftmassförlust för W Hya

Inledningsvis beräknades spektralindexet enligt ekvation (2.18) utifrån den kontinuerliga emissionen. För W Hya erhöles  $\alpha = 1,72$ , en feluppskattning kunde inte utföras eftersom endast två datapunkter kunde erhållas från datan. Men detta värde tyder på en eventuell detektion av stoft som kräver vidare undersökning. I tabell 4.3 presenteras den uträknade effektiva temperaturen för en svartkropp som beräknats utifrån teorin i avsnitt 2.3. Detta gav en temperatur något högre än vad som förväntades, vilket medförde att vidare beräkningar av det eventuellt detekterade stoftet utfördes enligt teorin i avsnitt 2.4. Även detta resulterade i orimligt höga värden som vidare analyseras i avsnitt 5.2.2.

Svartkroppsstrålningen från stjärnan, med en antagen temperatur  $T_*$ , subtraherades från den observerade strålningen. Den återstående strålningen efter subtraktion bör endast utgöra svartkroppsstrålningen från det eventuellt detekterade stoftet, som i sin tur kunde användas för beräkning av stoftmassan och stoftmassförlusten, se tabell 4.3. De specifika parametrarna för W Hya sattes till  $R_* = 2 \text{ AU}$ ,  $R_{\text{CSE}} = 300 \text{ AU}$ ,  $d = 98 \text{ pc}$ ,  $T_* = 2500 \text{ K}$  och  $T_{\text{stoft}} = 100 \text{ K}$  (Barlow et al. 1996; Haniff et al. 1995; Justtanont et al. 2004; Vlemmings et al. 2003; Vlemmings et al. 2017).

**Tabell 4.1:** Molekylövergångar identifierade hos den syrerika stjärnan W Hya. I tabellen redovisas övergångens vilofrekvens  $\nu_{\text{vilo}}$ , kvanttalsövergångar, energinivån för det övre kvanttillståndet samt  $I_{\text{mb}}$  som är den integrerade stråltemperaturen. Referensdata är hämtad från CDMS (Müller et al. 2005) och JPL (Pickett et al. 1998).

Molekyl	$\nu_{\text{vilo}}$ [MHz]	Kvantalsövergång	Energi [K]	$I_{\text{mb}}$ [K km s <sup>-1</sup> ]
AlO*	344427,88 - 344467,53	$N = 9 \rightarrow 8$	82,7-82,8	4,1
<sup>12</sup> CO	230538,00	$J = 2 \rightarrow 1$	16,6	200
<sup>12</sup> CO	345795,99	$J = 3 \rightarrow 2$	33,2	530
<sup>13</sup> CO	330587,97	$J = 3 \rightarrow 2$	31,7	0,75
CS	342882,86	$J = 7 \rightarrow 6$	65,8	3,2
H <sup>13</sup> CN	345340,00	$J = 4 \rightarrow 3$	41,4	59
H <sub>2</sub> O $\nu_2 = 1$	232686,70	$5(5,0) \rightarrow 6(4,3)^\dagger$	3460	3,4
SiO $\nu = 1$	215595,95	$J = 5 \rightarrow 4$	1800	420
SiO	217104,98	$J = 5 \rightarrow 4$	31,3	340
<sup>29</sup> SiO	342980,85	$J = 8 \rightarrow 7$	74,1	180
<sup>33</sup> SO	343088,08	$9(8) \rightarrow 8(7)^\ddagger$	78,0	0,81
SO <sub>2</sub>	332505,24	$4(3,1) \rightarrow 3(2,2)^\dagger$	31,3	3,4
SO <sub>2</sub>	342761,63	$34(3,31) \rightarrow 34(2,32)^\dagger$	582	2,7
SO <sub>2</sub>	332091,43	$21(2,20) \rightarrow 21(1,21)^\dagger$	220	4,0
SO <sub>2</sub> $\nu_2 = 1$	343923,75	$24(2,22) \rightarrow 23(3,21)^\dagger$	1060	1,2
SO $\nu = 1$	343828,51	$9(8) \rightarrow 8(7)^\ddagger$	1680	2,9
SO	344310,61	$8(8) \rightarrow 7(7)^\ddagger$	87,5	41

\* AlO:s fin- och hyperfinstruktur kunde inte upplösas, därför anges frekvens och energi i intervall.

† Kvanttalerna anges på formen  $J(K_a, K_c)$ , där  $J$  är kvanttalet för det totala rörelsemängdsmomentet och  $K_a$  respektive  $K_c$  är pseudokvanttal som indikerar projektion på olika spatiala axlar.

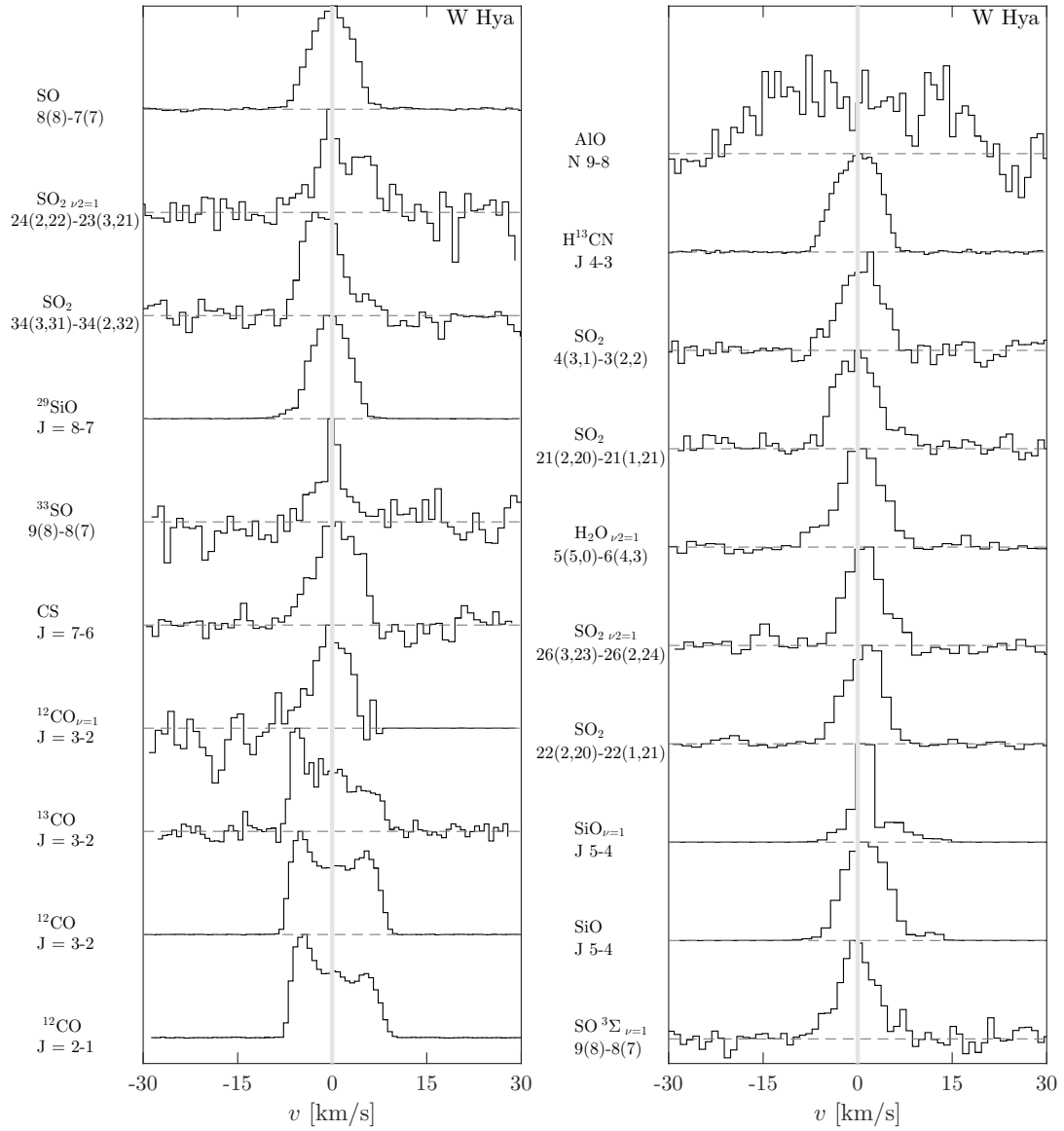
‡ Kvanttalerna anges på formen  $N(J)$  där  $N$  är kvanttalet för rotations rörelsemängdsmomentet och  $J$  är totala rörelsemängdsmomentet.

**Tabell 4.2:** Molekylövergångar identifierade hos den kolrika stjärnan R For. I tabellen redovisas övergångens vilofrekvens  $\nu_{\text{vilo}}$ , kvanttalsövergångar, energinivån för det övre kvanttillståndet samt  $I_{\text{mb}}$  som är den integrerade stråltemperaturen. Referensdata är hämtad från CDMS (Müller et al. 2005) och JPL (Pickett et al. 1998).

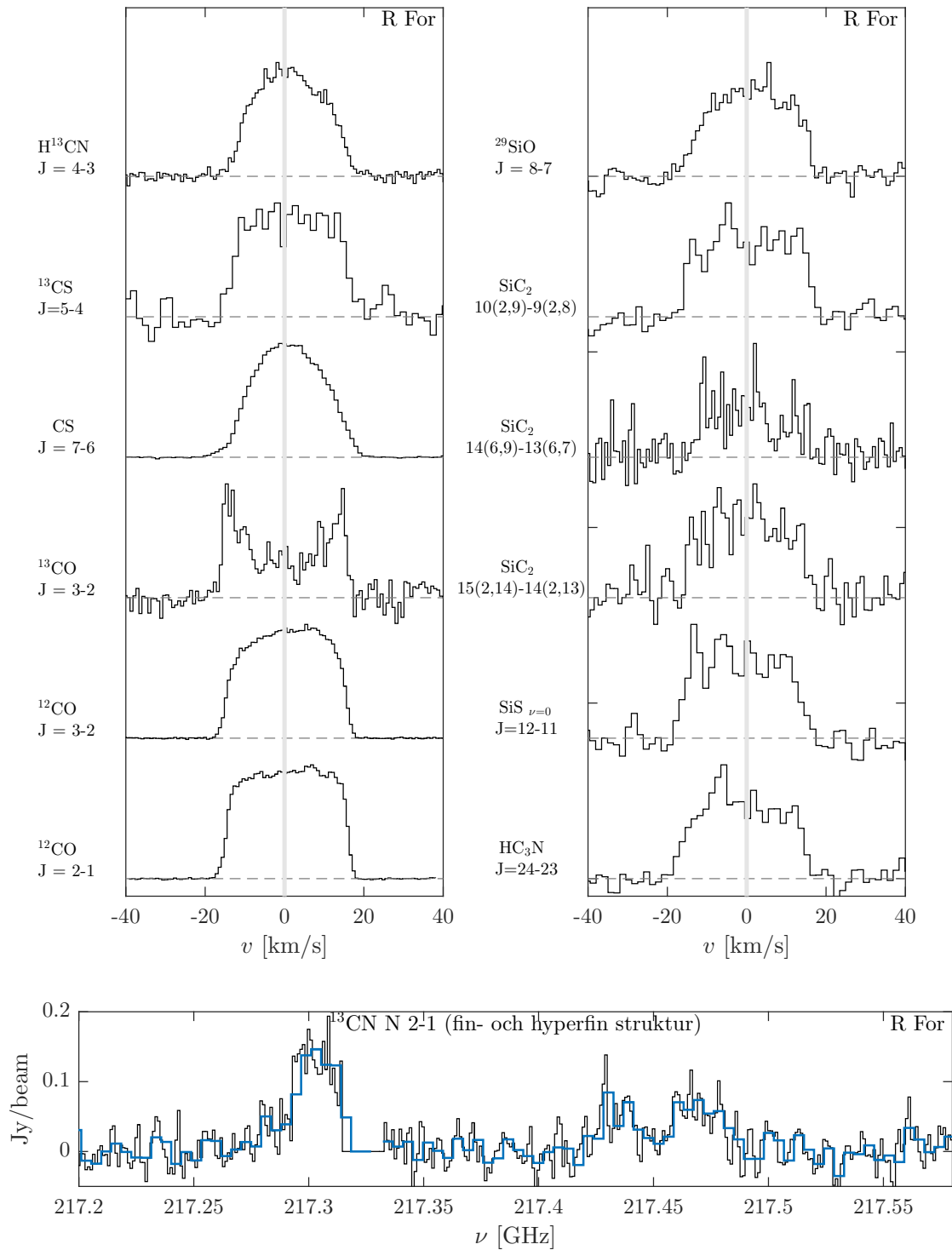
Molekyl	$\nu_{\text{vilo}}$ [MHz]	Kvantalsövergång	Energi [K]	$I_{\text{mb}}$ [K km s <sup>-1</sup> ]
<sup>12</sup> CO	230538,00	$J = 2 \rightarrow 1$	16,6	230
<sup>12</sup> CO	345795,99	$J = 3 \rightarrow 2$	33,2	390
<sup>13</sup> CO	330587,97	$J = 3 \rightarrow 2$	31,7	13
<sup>13</sup> CN*	217428,56 - 217437,70	$N = 2 \rightarrow 1, J = 5/2 \rightarrow 3/2,$ $F1 = 2 \rightarrow 1$	15,7	0,91
<sup>13</sup> CN*	217467,15 - 217469,15	$N = 2 \rightarrow 1, J = 5/2 \rightarrow 3/2,$ $F1 = 3 \rightarrow 2$	15,7	1,4
<sup>13</sup> CN*	217294,47 - 217306,12	$N = 2 \rightarrow 1, J = 5/2 \rightarrow 3/2,$ $F = 2 \rightarrow 2$	15,6 - 15,7	3,5
CS	342882,86	$J = 7 \rightarrow 6$	65,8	100
<sup>13</sup> CS	231220,69	$J = 5 \rightarrow 4$	15,4	2,7
HC <sub>3</sub> N	218324,72	$J = 24 \rightarrow 23$	131	5,6
H <sup>13</sup> CN	345339,76	$J = 4 \rightarrow 3$	41,4	39
SiC <sub>2</sub>	232534,07	$10(2,9) \rightarrow 9(2,8)^\dagger$	69,6	6,2
SiC <sub>2</sub>	330874,49	$14(6,9) \rightarrow 13(6,7)^\dagger$	189	3,1
SiC <sub>2</sub>	342804,00	$15(2,14) \rightarrow 14(2,13)^\dagger$	141	6,8
SiO	217104,98	$J = 5 \rightarrow 4$	31,3	38
<sup>29</sup> SiO	342980,85	$J = 8 \rightarrow 7$	74,1	3,6
SiS	217817,64	$J = 12 \rightarrow 11$	68,0	3,2

\* <sup>13</sup>CN:s fin- och hyperfinstruktur kunde inte upplösas, därför anges frekvens och energi i intervall.

† Kvanttalerna anges på formen  $J(K_a, K_c)$ , där  $J =$  är kvanttalet för det totala rörelsemängdsmomentet och  $K_a$  respektive  $K_c$  är pseudokvanttal som indikerar projektion på olika spatiala axlar.



**Figur 4.1:** Linjeprofiler för identifierade molekyler i det cirkumstellära höljet för M-stjärnan W Hya. Profilerna är normerade mot respektive emissionslinjes maxima. Den radiella hastigheten  $v$  anges relativt systemets antagna vilohastighet  $v_{\text{lsr}} = 41,2 \text{ km s}^{-1}$ .



**Figur 4.2:** Linjeprofiler för identifierade molekyler i det cirkumstellära höljet för C-stjärnan R For. Profilerna i de övre fönstrena är normerade mot respektive emissionslinjes maxima. Den radiella hastigheten  $v$  anges relativt systemets antagna vilohastighet  $v_{\text{lsr}} = -1,92 \text{ km s}^{-1}$ . Det nedersta fönstret visar det mer komplexa spektrumet för  $^{13}\text{CN}$  som funktion av frekvensen  $\nu$ .

**Tabell 4.3:** Erhållna värden för beräkning av W Hya eventuellt detekterade stoft. Där  $T_{\text{sk}}$  är den beräknade svartkroppstemperaturen,  $F_{\nu}$  är det observerade flödet,  $F_{\text{stoft}} = F_{\nu} - B_{\nu}(T_{\star})\Delta\Omega$  vilket bör motsvara flödet från det eventuella stoftet,  $M_{\text{stoft}}$  är stoftmassan och  $\dot{M}_{\text{stoft}}$  är stoftmassförlusten.

Stjärna	Band	$T_{\text{sk}}$ [K]	$F_{\nu}$ [Jy]	$F_{\text{stoft}}$ [Jy]	$M_{\text{stoft}}$ [ $M_{\odot}$ ]	$\dot{M}_{\text{stoft}}$ [ $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ]
W Hya	6	4150	$1,97 \cdot 10^{-27}$	$7,86 \cdot 10^{-28}$	$4,45 \cdot 10^{-5}$	$2,66 \cdot 10^{-7}$
	7	3700	$4,00 \cdot 10^{-27}$	$1,31 \cdot 10^{-27}$	$3,34 \cdot 10^{-5}$	$2,00 \cdot 10^{-7}$

### 4.3 Undersökning av kolmonoxid

I detta avsnitt presenteras resultaten från undersökningen av CO-emissionen för nio AGB-stjärnor.

#### 4.3.1 Spatial upplösning

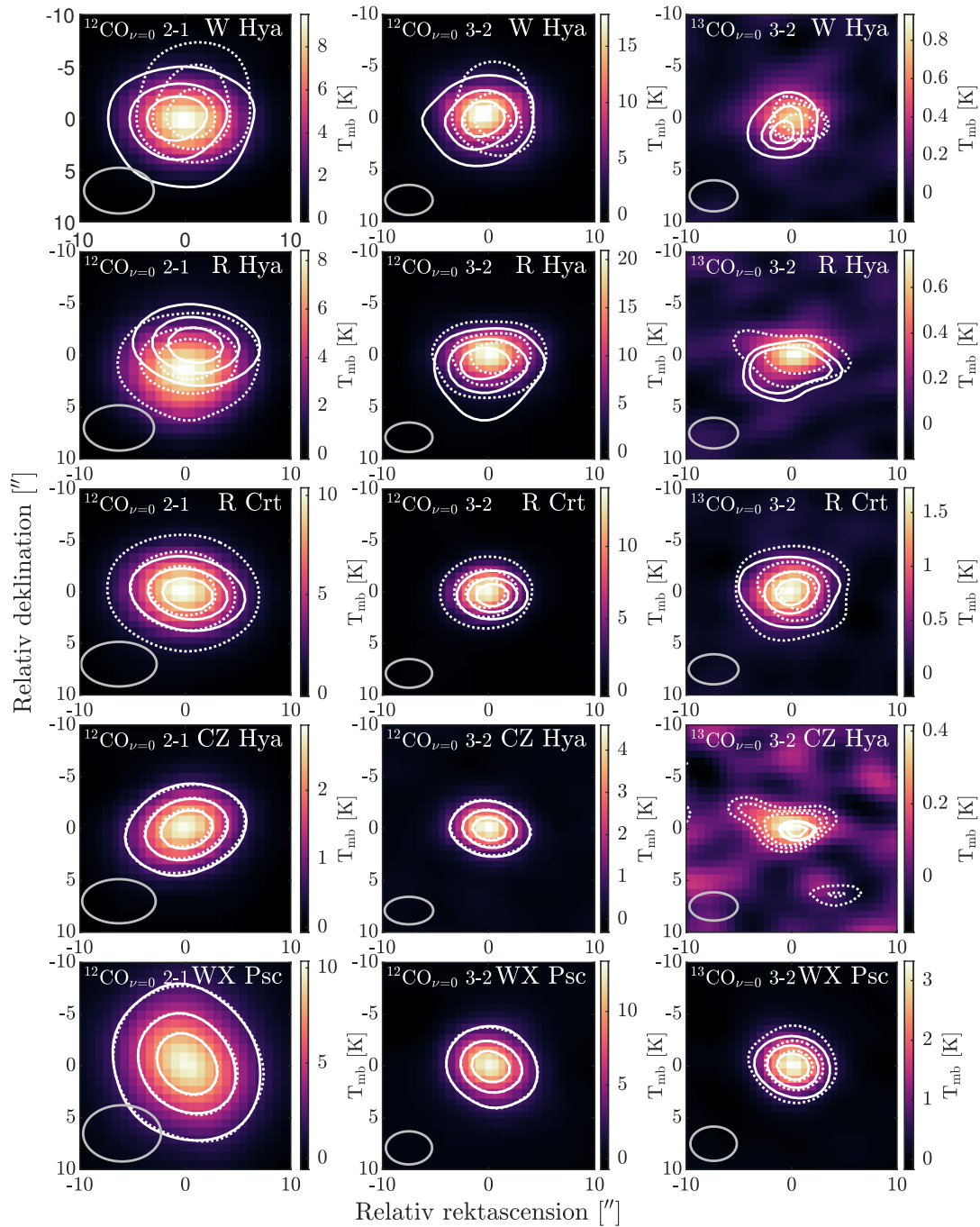
I figur 4.3 samt 4.4 visas de spatiala variationerna för CO-emissionen mellan tre närliggande frekvensvärden. Samtliga källor är spatialt upplösta då de är större än den syntetiserade strålen  $\theta_{\text{mb}}$ .

#### 4.3.2 Erhållna CO-linjeprofiler

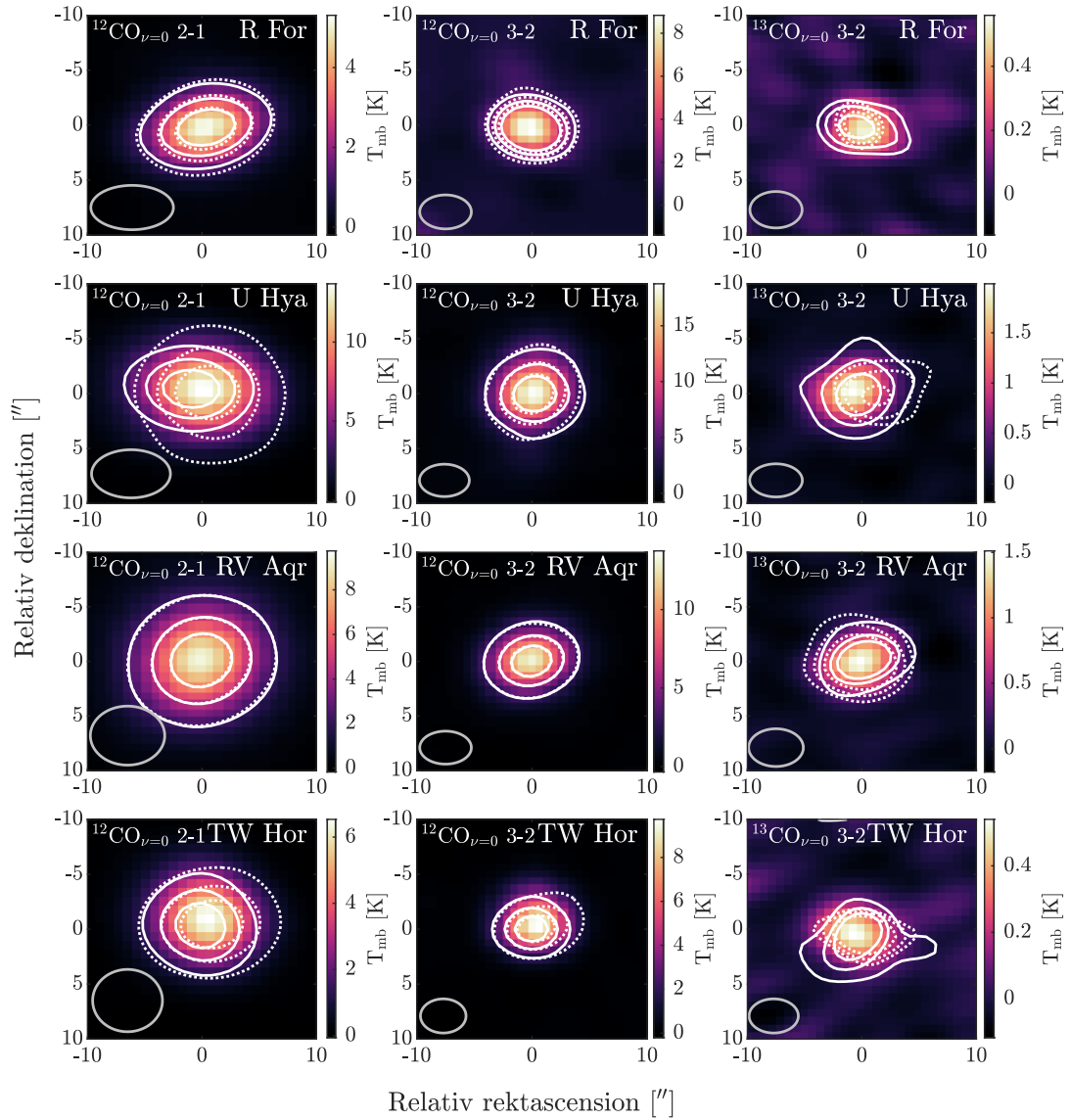
Emissionslinjer från  $^{12}\text{CO}$  för fyra kolrika och fem syrerika stjärnor presenteras i figur 4.5 och 4.6. Profilerna visar emissionen från respektive källa erhållen med en apertur i samma storlek som den syntetiserade huvudstrålen,  $\theta_{\text{mb}}$ , samt en apertur i samma storlek som den detekterade emissionen,  $\theta_{\text{max}}$ , se appendix A.1 för specifika värden. Samtliga källor har konstaterats spatialt upplösta relativt  $\theta_{\text{mb}}$ . För beräkning av gasmassförlusten nyttjades en större apertur,  $\theta_{\text{max}}$ , för att erhålla maximal integrerad antenntemperatur.

#### 4.3.3 Massförlust via kolmonoxid

I tabell 4.4 presenteras gasmassförlusten för de nio studerade stjärnorna. Gasmassförlusten beräknades enligt ekvation (2.31) utifrån linjeprofilerna för  $^{12}\text{CO}$ -emissionen, vilka presenteras i figur 4.5 och 4.6 .



**Figur 4.3:** Färgdiagram och konturlinjer över CO-emission från de observerade M-stjärnorna. Färgdiagrammet motsvarar värdet för den maximala intensiteten av respektive emissionslinje. De streckade samt heldragna konturlinjerna motsvarar närliggande frekvenskanaler före respektive efter den centrerade frekvensen som angivits med färgdiagrammet.



**Figure 4.4:** Färgdiagram och konturlinjer över CO-emission från de observerade C-stjärnorna. Färgdiagrammet motsvarar värdet för den maximala intensiteten av respektive emissionslinje. De streckade samt heldragna konturlinjerna motsvarar närliggande frekvenskanaler före respektive efter den centrerade frekvensen som angivits med färgdiagrammet.



**Tabell 4.4:** Massförlusten för de undersökta stjärnorna beräknad utifrån  $^{12}\text{CO}$ -emission. Fotnoter anger referensen för avståndet till stjärnan. Där referensen har anggett ett konfidensintervall har massförlusten dessutom beräknats i utkanten av detta. För CZ Hya, RV Aqr och WX Psc angavs inget konfidensintervall (Menzies et al. 2006).

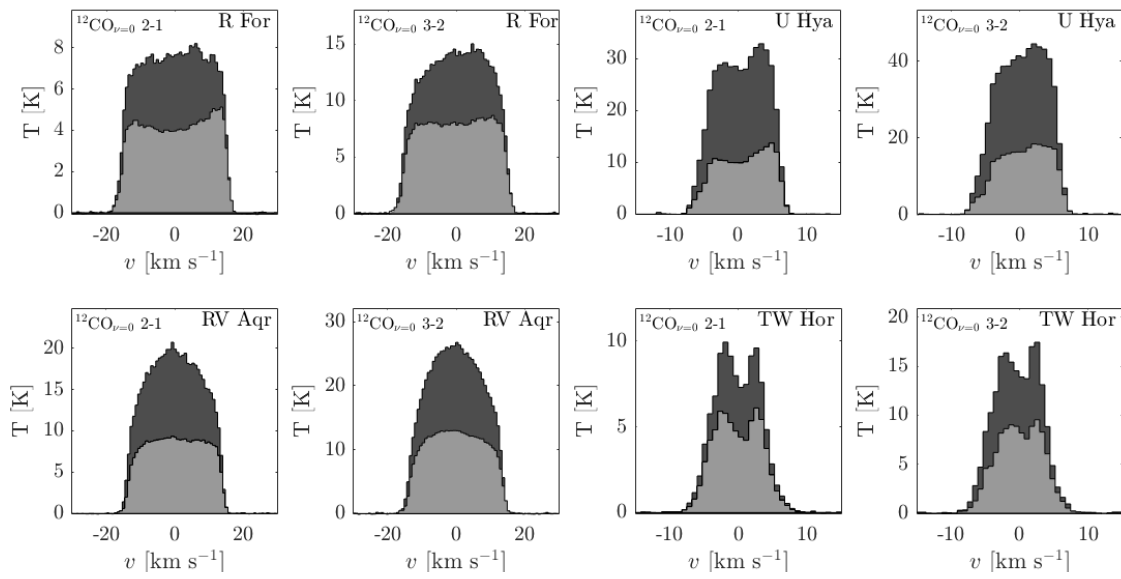
Stjärna	Kvanttalsövergång	Avstånd [pc]	Massförlust [ $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ]
CZ Hya <sup>1</sup>	$J = 2 \rightarrow 1$	1350	$2,63 \cdot 10^{-6}$
	$J = 3 \rightarrow 2$		$3,31 \cdot 10^{-6}$
R Crt <sup>2</sup>	$J = 2 \rightarrow 1$	$236 \pm 12$	$1,22_{-0,10}^{+0,11} \cdot 10^{-6}$
	$J = 3 \rightarrow 2$		$1,01_{-0,09}^{+0,10} \cdot 10^{-6}$
R For <sup>2</sup>	$J = 2 \rightarrow 1$	$633 \pm 41$	$1,98_{-0,21}^{+0,22} \cdot 10^{-6}$
	$J = 3 \rightarrow 2$		$2,92_{-0,34}^{+0,35} \cdot 10^{-6}$
R Hya <sup>3</sup>	$J = 2 \rightarrow 1$	$124 \pm 11$	$2,57_{-0,32}^{+0,34} \cdot 10^{-7}$
	$J = 3 \rightarrow 2$		$3,48_{-0,48}^{+0,51} \cdot 10^{-7}$
RV Aqr <sup>1</sup>	$J = 2 \rightarrow 1$	750	$4,71 \cdot 10^{-6}$
	$J = 3 \rightarrow 2$		$5,30 \cdot 10^{-6}$
TW Hor <sup>2</sup>	$J = 2 \rightarrow 1$	$421 \pm 23$	$3,17_{-0,29}^{+0,35} \cdot 10^{-7}$
	$J = 3 \rightarrow 2$		$3,58_{-0,35}^{+0,36} \cdot 10^{-7}$
U Hya <sup>2</sup>	$J = 2 \rightarrow 1$	$172 \pm 16$	$2,15_{-0,31}^{+0,33} \cdot 10^{-7}$
	$J = 3 \rightarrow 2$		$2,13_{-0,34}^{+0,37} \cdot 10^{-7}$
W Hya <sup>4</sup>	$J = 2 \rightarrow 1$	$98_{-18}^{+30}$	$1,50_{-0,42}^{+0,83} \cdot 10^{-7}$
	$J = 3 \rightarrow 2$		$1,88_{-0,58}^{+1,17} \cdot 10^{-7}$
WX Psc <sup>5</sup>	$J = 2 \rightarrow 1$	740	$2,05 \cdot 10^{-5}$
	$J = 3 \rightarrow 2$		$1,6 \cdot 10^{-5}$

<sup>1</sup> (Menzies et al. 2006)

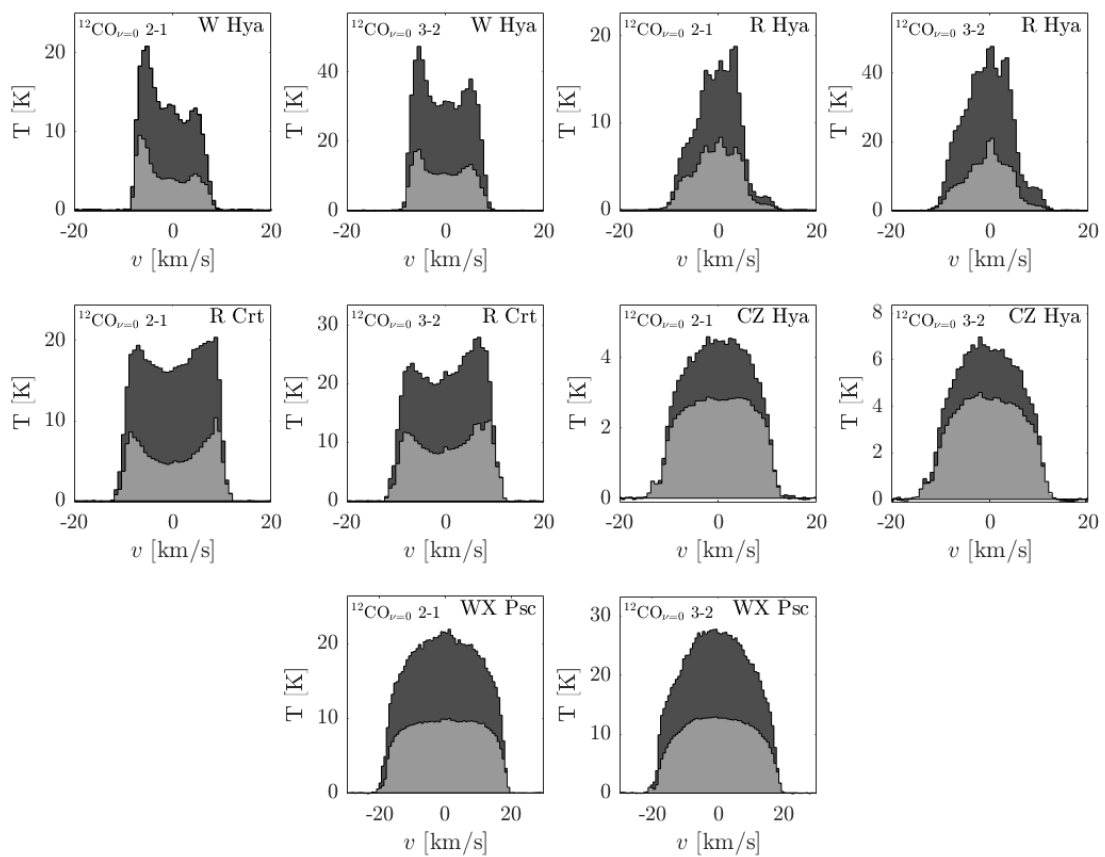
<sup>2</sup> (Brown et al. 2018; Gaia Collaboration 2016)

<sup>3</sup> (Leeuwen 2007)    <sup>4</sup> (Vlemmings et al. 2003)

<sup>5</sup> (De Beck et al. 2010)



**Figur 4.5:** Observerade emissionslinjer för rotationsövergångar  $J = 2 \rightarrow 1$  och  $J = 3 \rightarrow 2$  för  $^{12}\text{CO}$  i det cirkumstellära höljet för fyra C-stjärnor. Uppmätt antenntemperatur  $T$  visas mot den radiella hastigheten  $v$  i  $\text{km s}^{-1}$ . De ljusare profilerna erhöles för den syntetiserade huvudstrålen med storlek  $\theta_{\text{mb}}$ . De mörkare erhöles för en apertur i storlek med den emitterande regionen,  $\theta_{\text{max}}$ .



**Figur 4.6:** Observerade emissionslinjer för rotationsövergångar  $J = 2 \rightarrow 1$  och  $J = 3 \rightarrow 2$  för  $^{12}\text{CO}$  i det cirkumstellära höljet för fem M-stjärnor. Uppmätt antenntemperatur  $T$  visas mot den radiella hastigheten  $v$  i  $\text{km s}^{-1}$ . De ljusare profilerna erhöles för den syntetiserade huvudstrålen med storlek  $\theta_{\text{mb}}$ . De mörkare erhöles för en apertur i storlek med den emitterande regionen,  $\theta_{\text{max}}$ .



# 5

## Diskussion

I detta kapitel diskuteras de metoder som använts, rimligheten i vissa antaganden, svårigheter kring att bestämma vissa parametrar inom astronomi samt de resultat som har presenterats i kapitel 4.

### 5.1 Molekylflora

Utifrån stjärnorna W Hya och R For emissionspektrum har ett antal molekyler i deras CSE identifierats, resultatet finns presenterat i tabell 4.1 och 4.2. I följande avsnitt diskuteras hur molekylerna identifierades, rimligheten i resultatet samt finstrukturer.

#### 5.1.1 Att identifiera linjer

De flesta emissionslinjer som har identifierats har varit minst en faktor tre större än rms och kan urskiljas utan större svårigheter från brusnivån. För att kunna utesluta tveksamma toppar har datan medelvärdesbildats över ett antal frekvenskanaler. Det resulterar i en lägre brusnivå men en sämre spektral upplösning. Att brusnivån blir betydligt lägre gör att toppar framträder tydligare och risken för felaktiga identifikationer minskar. Dock bör viss försiktighet iakttas eftersom en överdriven medelvärdesbildning kan öka risken för felaktiga identifikationer; då det kan leda till en skenbar förflyttning av centrumfrekvensen. För de valda topparna som är betydligt större än brusnivån har all vidare analys och beräkningar gjorts på det icke medelvärdesbildade spektrumet för att inte förlora information. Dock undantaget  $^{13}\text{CN}$  i R For som har behövts medelvärdesbildats för att identifieras. Dessa toppar har efter medelvärdesbildning varit större än tre rms och beräkningar har då utförts på det medelvärdesbildade spektrumet för att erhålla ett bättre signalbrusförhållande.

#### 5.1.2 Att identifiera molekyler

Det finns ofta flera molekyler som skulle kunna passa in på en detekterad emissionslinje. Ett krav är att referenslitteraturens värde på centerfrekvensen ska stämma överens med mitten av emissionslinjen. Dock har de en bredd och är ofta asymmetriska vilket gör att det inte alltid är uppenbart var mitten ligger. Dessutom har

dopplerförskjutningen uppskattats utifrån emissionslinjen för  $^{12}\text{CO}$  och sedan har det värdet använts för samtliga linjer även fast små lokala avvikelser kan förekomma. För att göra en analys av vilka molekyler som mest sannolikt har gett upphov till de observerade linjerna finns det flera aspekter att studera. I avsnitt 2.2 finns en beskrivning av hur förekomsten av kol- och syrebaserade molekyler förväntas se ut. Som förväntat observerades fler molekyler innehållande kol i den kolrika stjärnan R For och fler syrebaserade molekyler i den syrerika stjärnan W Hya. Båda stjärnorna visade tydlig emission från kolmonoxid vilket också var förväntat då stor del av det kol som finns i syrerika stjärnor och det syre som finns i kolrika stjärnor binds i just CO (Choudhuri 2010). Även syrebaserade molekyler som SiO återfinns i R For och kolbaserade som  $\text{H}^{13}\text{CN}$  återfinns i W Hya vilket är en följd av att stjärnans stellära pulser bryter upp kolmonoxiden (Choudhuri 2010).

Det är även mer troligt att hitta emissionslinjer med låga excitationenergier från små molekyler. Små molekyler är mer sannolika att bildas, medan låga excitationenergier ökar sannolikheten att molekylen kommer exciteras i de kalla delarna av CSE:t och därmed sannolikheten att den detekteras vid observationer med ACA. De flesta molekyler har flera möjliga kvanttalsövergångar vilket gör att det finns ofta mer än en emissionslinje att detektera. Det innebär att detektionen av en molekyl stärks om även en annan övergång för samma molekyl har observerats. Alla dessa punkter styrker att de molekyler som presenterats i tabell 4.1 och 4.2 är korrekt identifierade.

### 5.1.3 Finstrukturer

I tabell 4.2 har tre emissioner för  $^{13}\text{CN}$  och i tabell 4.1 har en emission för AlO angetts i intervall. De till synes breda linjerna är ett resultat av att fin- och hyperfinstrukturer inte varit upplösta. Dessutom bidrar topparnas bredd till att det inte går att skilja dem från varandra. Det finns många övergångar och det har inte varit möjligt att identifiera de enskilda.

### 5.1.4 Linjeprofiler för W Hya och R For

Formen på de molekylära emissionslinjeprofilerna för W Hya, se figur 4.1, visar en tydlig variation. Majoriteten av profilerna är centrerade kring den systemiska hastigheten  $v_{\text{lsr}}$ , beräknade utifrån  $^{12}\text{CO}$ -profilerna. Viss avvikelse erhålls dock för emissionen från  $\text{SO}_2$ ; särskilt tydligt för kvanttalsövergången  $34(3,31) - 34(2,32)$ . Vidare observeras en mycket koncentrerad emission för  $\text{SiO}_{\nu=0} J = 5 \rightarrow 4$ , vilket indikerar att det kan röra sig om en maseremission.

Emissionslinjerna för  $^{12}\text{CO} J = 2 \rightarrow 1$ ,  $^{12}\text{CO} J = 3 \rightarrow 2$  samt  $^{13}\text{CO} J = 3 \rightarrow 2$  för W Hya uppvisar en något starkare emission i det blåförskjutna området. Att avvikelsen förekommer för alla tre CO-linjer kan vara ett tecken på ett asymmetriskt och icke-homogent hölje.

För R For erhålls i figur 4.2 mer symmetriska emissionlinjer än för W Hya, samt en mindre avvikelse från den systemiska hastigheten av respektive emissionslinjes

centrum. Då samtliga detekterade emissioner från CN är relativt svaga kan inga större slutsatser dras om eventuella asymmetrier för dessa. Generellt ter sig emissionslinjerna från R For optiskt tätare än de för W Hya.

## 5.2 Stoftet runt W Hya

Stoft har detekterats kring W Hya (Justtanont et al. 2005; Khouri et al. 2015; Zhao-Geisler et al. 2012), men frågan är om det detekterats stoft i just de frekvensband som observerats. Den slutsats som kan dras utifrån det beräknade spektralindexet är att om stoft detekterats, bör det vara en förhållandevis liten mängd. Vilket motsäger den beräknade stoftmassförlusten, som indikerade en väldigt stor massförlust från stoft. Notera dock att det inte går att verifiera om stoft upptäckts, för detta krävs vidare analys och beräkningar vilket följer nedan.

### 5.2.1 Tillämpade ekvationernas begränsningar

Ekvationen som användes för beräkning av stoftets massa kräver att vissa antaganden görs. Dessa antaganden redovisades i samband med härledningen i avsnitt 2.4.2, det är emellertid inte självklart att dessa antaganden är giltiga i allmänhet. De framtagna ekvationerna gäller endast under förutsättningen att Rayleigh-Jeans approximation går att tillämpa. Vidare antas även att en samling av stoftkorn kan tillskrivas en och samma temperatur,  $T_{\text{stoft}}$ . Det sistnämnda implicerar även att stoftkornen bör vara av samma storlek (Mattsson et al. 2015).

Rayleigh-Jeans lag går dock endast att applicera vid förhållandevis långa våglängder, eftersom  $h\nu \ll kT$ . Det gör att ekvation (2.23) implicit beror på stoftkornens storlek på grund av stoftkornens temperaturdistribution (GTD, *Grain-Temperature Distribution*) (Mattsson et al. 2015). Vidare konstateras att kalla, små stoftkorn kan ha ett brett temperaturintervall, vilket ger en GTD även för en samling stoftkorn av samma storlek (Mattsson et al. 2015). Det visar sig dock att effekten av den uppskattade massan hos det kalla stoftet är försumbar, då det endast utgör några få procent av den totala stoftmassan (Mattsson et al. 2015).

Sammantaget fastslås att påverkan av temperaturfluktuationer inte behöver tas i beaktande då stjärnan omringas av kallt stoft med en smal och brant GTD (Mattsson et al. 2015). Det påvisas även att GTD:ns effekt är begränsad och dess osäkerhet ligger i strukturen, kompositionen och beteendet hos stoftet, vilket medför att stoftets massa förblir svårberäknad (Mattsson et al. 2015). Avslutningsvis konstateras det dock att stofttemperaturen inte utgör en större osäkerhet än den antagna emissivitet,  $\tilde{\kappa}_\nu$ , men att mer avancerade metoder skulle behövas för att kunna dra vidare slutsatser. Det antagna värdet på stofttemperaturen samt övriga parametrar och deras påverkan på beräkningarna diskuteras avsnitt 5.2.2.

Under samtliga resonemang har förhållandet mellan gas och stoft antagits vara konstant i molekylära moln, där Tricco et al. 2017 undersöker just detta antagande. För en stoftkornstorlek på  $0,1 \mu\text{m}$ , vilket antagits i avsnitt 2.4.2, så finner Tricco et al.

2017 inga bevis på att förhållandet skulle fluktuera med en magnitud av en eller flera storleksordningar. Detta medför att antagandet, att förhållandet mellan stoft och gas är konstant, anses vara en godtagbar approximation.

### 5.2.2 Parametrarnas inverkan på stoftberäkningarna

I tabell 4.3 presenteras hur de olika ingående parametrarna påverkar den beräknade svartkroppstemperaturen, stoftmassan och stoftmassförlusten för W Hya. Notera att stoftmassan beräknas utifrån flödet  $F_{\text{stoft}} = F_{\nu} - B_{\nu}(T_{\star})\Delta\Omega$ . Utifrån tabell 4.3 konstateras det att den uträknade stoftmassförlusten är orimligt stor i jämförelse med gasmassförlusten. Detta tyder antingen på att ekvationen inte är applicerbar under rådande förhållanden eller att stoftet inte går att urskilja ur datan. Det sistnämnda analyseras genom att studera hur de antagna parametrarna påverkar resultatet. I tabell 5.1 beräknas svartkroppstemperaturen, stoftmassan och stoftmassförlusten för olika värden på de ingående parametrarna, där en parameter varieras i taget inom rimliga intervall.

Vad som kan utläsas ur tabell 5.1 är att den beräknade svartkroppstemperaturen, för W Hya, är starkt beroende av både radien och avståndet. De båda parametrarna är inte bara svårbestämda, se avsnitt 5.3, utan även beroende av varandra. Initialt antogs  $R = 2 \text{ AU}$  för ett avstånd  $d = 98_{-18}^{+30} \text{ pc}$  (Vlemmings et al. 2003; Vlemmings et al. 2017). I tabellen presenteras även den uträknade stoftmassförlusten för det eventuellt detekterade stoftet och även där kan det konstateras att orimligt stora massförluster har erhållits. Under antagandet att stoft detekterats och att det utgör 0,1 % till 1 % av höljets totala massa (Zhukovska & Henning 2013) bör W Hya ha en stoftmassförlust i storleksordningen  $10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . De uträknade stoftmassförlusterna är därmed av en till tre storleksordningar större än förväntat, vilket indikerar att stoft inte kan utläsas ur datan med den tillämpade metoden.

I avsnitt 5.2.1 diskuteras det huruvida en och samma temperatur kan ansättas för samtliga stoftkorn, där slutsatsen antyder att detta är en godtagbar approximation. Vidare återstår analysen gällande värdet  $T_{\text{stoft}} = 100 \text{ K}$  samt hur variationer av det värdet påverkar resultatet. I tabell 5.1 presenteras resultatet från dessa beräkningar. Det konstateras att även om stofttemperaturen varieras inom rimliga gränser erhålls fortfarande en orimligt hög stoftmassförlust.

Vid variation av stjärnans radie samt avstånd erhålls svartkroppstemperaturer som indikerar att endast stjärnans svartkropp detekterats. Vilket även den beräknade stoftmassförlusten antydde, då den gav orimliga värden. Sammantaget tyder analysen utifrån den erhållna datan på att det inte går att avgöra om stoft existerar kring W Hya, men att om det existerar bör det vara en mindre mängd än vad som beräknats. En modellering av stjärnans SED skulle krävas för vidare undersökningar.



**Tabell 5.1:** Beräkning av svartkroppstemperaturen  $T_{\text{sk}}$ , stoftmassan  $M_{\text{stoft}}$  och stoftmassförlusten  $\dot{M}_{\text{stoft}}$  vid variation av parametrarna stjärnans radie  $R$ , avståndet till stjärnan  $d$ , stjärntemperaturen  $T_{\star}$  och stofttemperaturen  $T_{\text{stoft}}$  för W Hya. En parameter varieras i taget, med en avvikelse inom rimliga felramar utgående från följande värden:  $R_{\star} = 2 \text{ AU}$ ,  $R_{\text{CSE}} = 300 \text{ au}$ ,  $d = 98 \text{ pc}$ ,  $T_{\star} = 2500 \text{ K}$  och  $T_{\text{stoft}} = 100 \text{ K}$  (Barlow et al. 1996; Haniff et al. 1995; Justtanont et al. 2004; Vlemmings et al. 2003; Vlemmings et al. 2017).

Parameter	Band	Värde	$T_{\text{sk}}$ [K]	$M_{\text{stoft}}$ [ $M_{\odot}$ ]	$\dot{M}_{\text{stoft}}$ [ $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ]
$R_{\star}$	6	2,4 AU(+20%)	2880	-	-
		1,6 AU(-20%)	6480	$6,86 \cdot 10^{-5}$	$4,10 \cdot 10^{-7}$
	7	2,4 AU(+20%)	2570	-	-
		1,6 AU(-20%)	5780	$5,82 \cdot 10^{-5}$	$3,48 \cdot 10^{-7}$
$d$	6	117,6 pc(+20%)	5980	$9,36 \cdot 10^{-5}$	$5,59 \cdot 10^{-7}$
		78,4 pc(-20%)	2660	-	-
	7	117,6 pc(+20%)	5330	$7,84 \cdot 10^{-5}$	$4,69 \cdot 10^{-7}$
		78,4 pc(-20%)	2370	-	-
$T_{\star}$	6	3000 K(+20%)	4150	$3,10 \cdot 10^{-5}$	$1,85 \cdot 10^{-7}$
		2000 K(-20%)	4150	$5,79 \cdot 10^{-5}$	$3,46 \cdot 10^{-7}$
	7	3000 K(+20%)	3700	$1,96 \cdot 10^{-5}$	$1,17 \cdot 10^{-7}$
		2000 K(-20%)	3700	$4,72 \cdot 10^{-5}$	$2,82 \cdot 10^{-7}$
$T_{\text{stoft}}$	6	10 K	4150	$7,57 \cdot 10^{-4}$	$4,52 \cdot 10^{-6}$
		300 K	4150	$1,43 \cdot 10^{-5}$	$8,54 \cdot 10^{-8}$
		600 K	4150	$7,08 \cdot 10^{-6}$	$4,23 \cdot 10^{-8}$
		1000 K	4150	$4,24 \cdot 10^{-6}$	$2,53 \cdot 10^{-8}$
	7	10 K	3700	$7,72 \cdot 10^{-4}$	$4,61 \cdot 10^{-6}$
		300 K	3700	$1,05 \cdot 10^{-5}$	$6,30 \cdot 10^{-8}$
		600 K	3700	$5,20 \cdot 10^{-6}$	$3,11 \cdot 10^{-8}$
		1000 K	3700	$3,10 \cdot 10^{-6}$	$1,85 \cdot 10^{-8}$

### 5.3 Problemet med avstånd inom astronomi

Att bestämma avstånd är en av de stora svårigheterna inom astronomi och är ofta förknippat med stora osäkerheter. En vanlig metod är att utföra en parallaxmätning och därigenom uppskatta avståndet. AGB-stjärnor medför dock en hel del svårigheter vid sådana mätningar; radien för en AGB-stjärna är i regel ett par AU, vilket är av samma storlek, eller till och med större än parallaxen (Maercker et al. 2018). Dessutom kan AGB-stjärnorna ha områden på ytan med olika stark emission, som sedan kan transmittas genom det cirkumstellära höljet i olika grad på grund av icke homogen optisk täthet (Maercker et al. 2018). Detta leder till ytterligare osäkerhet. Avståndsmätning genom OH-maseremission är en metod som har visat sig väl lämpad för AGB-stjärnor (Langevelde et al. 2000). Tyvärr är det i regel bara syrerika stjärnor som har förhållanden som möjliggör en OH-maser (Maercker et al.

2018).

Osäkerheterna angivna från Gaia (Brown et al. 2018; Gaia Collaboration 2016) är mindre än osäkerheterna angiven för den mer lämpade metoden med OH-masrar, se tabell 4.4. Enligt Xu et al. 2019 finns det dock metodmässiga fel med Gaias uppmätta parallaxer för AGB-stjärnor. Vidare noterar Xu et al. 2019 att försiktighet bör iakttas vid utnyttjandet av Gaias mätvärden.

### 5.3.1 Gasmassförlust från CO-linjeemission

Att använda en förenklad modell för att bestämma gasmassförlusten har både för- och nackdelar. En stor fördel är att beräkningar kan utföras utan kännedom om strålningstransportsmodellering, vilket annars är en vanlig metod inom området. Den nyttjade metoden är inte särskilt beräkningstung och ger en första ordningens uppskattning av massförlusten.

Avståndet, som redan konstaterats vara en osäker parameter, skalar i ekvation (2.31) som  $d^\xi$  där  $\xi = 1,64 \pm 0,06$  för  $J = 2 \rightarrow 1$  respektive  $\xi = 1,82 \pm 0,08$  för  $J = 3 \rightarrow 2$ . Parametrarna i ekvation (2.31) är modellerade värden med en viss osäkerhet och är enbart giltig i intervallet  $\dot{M}$  från  $10^{-7}$  till  $10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  (Ramstedt et al. 2008). Dessa medför en viss osäkerhet i våra beräkningar, även om dessa är små i jämförelse med osäkerheten i avståndet till stjärnorna. Parametern  $\xi$  har visserligen en osäkerhet på  $\pm 0,06$  respektive  $\pm 0,08$  för  $J = 2 \rightarrow 1$  och  $J = 3 \rightarrow 2$  men osäkerheten i avståndet, både den angivna osäkerheten och rimligheten i de metoder som använts för att bestämma avståndet, är fortfarande dominerande.

Ekvation (2.31) är dessutom inte framtagen för radiointerferometrar som ACA. De resultat som erhållits är i viss mån jämförbara med tidigare resultat, se tabell 5.2. De flesta befinner sig inom den förväntade faktorn 3 (Ramstedt et al. 2008), dock inte i hela konfidensintervallet som presenteras i tabell 4.4. Detta tyder på att ekvationen ändå är i viss mån tillämpbar för att göra en uppskattning av massförlusten även för interferometriska observationer.

Störst avvikelse erhålls för TW Hor och U Hya, där inte ens det närmaste värdet för massförlusten hamnar inom en faktor 6 respektive 3,7 från tidigare uppskattningar. Båda de avvikande stjärnorna har enligt tidigare studier en massförlust som ligger utanför ekvationens specificerade intervall. Det nyttjade referensvärdet, tabell 4.4, för stjärnan W Hya ligger utanför det specificerade intervallet ( $\dot{M}$  från  $10^{-7}$  till  $10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ) för ekvation (2.31), men det beräknade värdet ligger inom det specificerade intervallet och en faktor 2,4 ifrån referensen.

Massförlusten beräknad för de undersökta stjärnorna ligger inom det specificerade intervallet, med undantag för WX Psc. Massförlusten för WX Psc stämmer däremot relativt väl överens med tidigare studier, se tabell 5.2. Tyvärr har inget konfidensintervall för avståndet till WX Psc återfunnits i litteraturen, så möjligheten att utforska den största källan till osäkerhet föreligger ej.

**Tabell 5.2:** Nyttjade referensvärden för gasmassförlusten.

Stjärna	Massförlust [ $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ]	Stjärna	Massförlust [ $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ]
CZ Hya <sup>1</sup>	$4,8 \cdot 10^{-6}$	R For <sup>4</sup>	$1,5 \cdot 10^{-6}$
R Crt <sup>2</sup>	$5,5 \cdot 10^{-7}$	RV Aqr <sup>4</sup>	$1,7 \cdot 10^{-6}$
R Hya <sup>3</sup>	$1,6 \cdot 10^{-7}$	TW Hor <sup>5</sup>	$4,8 \cdot 10^{-8}$
W Hya <sup>3</sup>	$7,8 \cdot 10^{-8}$	U Hya <sup>3</sup>	$4,9 \cdot 10^{-8}$
WX Psc <sup>3</sup>	$1,9 \cdot 10^{-5}$		

<sup>1</sup> (Groenewegen et al. 2002)    <sup>2</sup> (Schöier et al. 2013)

<sup>3</sup> (De Beck et al. 2010)    <sup>4</sup> (Olivier et al. 2001)

<sup>5</sup> (Epchtein et al. 1990)

För de stjärnor där konfidensintervall har angetts i litteraturen ligger detta kring 5 % till 10 % från det angivna mätetalet. Utifrån resultaten presenterade i tabell 4.4 beräknas att osäkerheten i avståndsmätningar medför en variation för massförlusten på 8 % till 17 %. Som förväntat leder en större osäkerhet i avståndet till en större osäkerhet i massförlusten.

Undantaget är avståndet till W Hya där OH-maseremission har utnyttjats för avståndsmätningen med ett asymmetriskt konfidensintervall där avvikelserna är 18 % respektive 31 % av mätetalet. Detta leder till väldigt stora osäkerheter, i den övre delen är den beräknade massförlusten 55 % respektive 62 % i band 6 och band 7. Med de eventuellt underskattade konfidensintervallet för Gaia, gällande AGB stjärnor (Xu et al. 2019), kan det möjligtvis hävdas att W Hya har rimligare felmarginaler.

## 5.4 Asymmetrier och optisk täthet

Utifrån linjeprofilerna presenterade i figur 4.5 och 4.6 samt färgdiagrammen i figur 4.3 och 4.4 undersöktes de cirkumstellära höljen för de observerade stjärnorna.

Samtliga emissioner från  $^{12}\text{CO}$  är större än den syntetiserade strålen  $\theta_{\text{mb}}$  och är därmed spatialt upplösta. För W Hya, R Crt och TW Hor erhålls i figur 4.5 och 4.6 tydliga hornprofiler ( $\beta < 0$ ) för både  $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$  och  $J = 3 \rightarrow 2$ . Dessa erhålls för både  $\theta_{\text{mb}}$  och  $\theta_{\text{max}}$ . Att en hornformad profil återfinns vid nyttjandet av  $\theta_{\text{max}}$ , då emissionen ej borde vara spatialt upplöst, tyder på att hornprofilen inte nödvändigtvis uppstår på grund av ett optiskt tunt medium. En trolig förklaring är att den verkliga emissionen är större än MRS för ACA (29'' i Band 6, 19,3'' i Band 7). Med de antagna avstånden motsvarar MRS en utsträckning på  $\approx 1400 \text{ AU}$ ,  $\approx 3400 \text{ AU}$  och  $\approx 6100 \text{ AU}$  för W Hya, R Crt respektive TW Hor; mindre än den möjliga utsträckningen för ett hölje kring en AGB-stjärna. Det är därmed svårt att avgöra något om källornas optiska täthet. För W Hya är dock den beräknade massförlusten låg, vilket stämmer väl överens med ett optiskt tunt hölje.

Hornprofiler erhålls även för fler källor. Övergången  $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$  för R For ger med  $\theta_{\text{mb}}$  en svagt hornformad profil ( $\beta < 0$ ). Med  $\theta_{\text{max}}$  erhålls mer av en plåtåliknande profil ( $\beta \approx 0$ ). En snarlik profil erhålls för  $^{12}\text{CO } J = 3 \rightarrow 2$  med  $\theta_{\text{mb}}$ , vilket sammantaget indikerar ett optiskt tunt hölje. Även emissionen för  $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$  från U Hya visar en tendens till en hornformad profil med båda aperturer, men återkommer ej för  $^{12}\text{CO } J = 3 \rightarrow 2$ . Vidare visar båda emissioner på en viss asymmetri i hastighetsprofilen.

För WX Psc, CZ Hya och RV Aqr erhålls profiler som snarare motsvarar parabler ( $\beta > 0$ ) vilket indikerar optiskt täta höljen. För WX Psc erhålls även den högsta gasmassförlusten av de studerade stjärnorna, vilket korrelerar väl med ett optiskt tätt hölje då mer gas och stoft behöver traverseras.

De mest avvikande profilerna erhålls för den syrerika stjärnan R Hya. Emissionen för både  $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$  och  $J = 3 \rightarrow 2$  visar en tydlig asymmetri i hastighetsprofilen och approximeras inte väl av ekvation (2.28). Vidare erhålls för  $J = 3 \rightarrow 2$  en extra topp i mitten av emissionen, vilket kan vara indikativt för flera hastighetskomponenter i utflödet (Winters et al. 2007). R Hya kan därför vara en bra kandidat för vidare observationer med ALMA:s större konfigurationer.

Asymmetrierna i CO-linjeprofilerna från figur 4.5 och 4.6 korrelerar väl med de spatiala variationerna i figur 4.3 och 4.4. Notera dock att de flesta spatiala variationer är relativt små i förhållande till den syntetiserade strålen och signifikansen av dessa variationer för respektive källa är därmed låg. Däremot kan generella tendenser urskiljas då samtliga källor betraktas. Variationerna är som störst för W Hya och R Hya, vars emissionsprofiler även är de mest asymmetriska. För de förmodade optiskt täta emissionerna från WX Psc, CZ Hya och RV Aqr erhålls inga större variationer.

# Litteratur

- Asayama, S., Biggs, A., Gregorio, I. de et al. (2017). *ALMA technical handbook*. Utg. av Rein Warmels and Tony Remijan. 5. utg. ISBN: 978-3-923524-66-2. URL: <https://almascience.nrao.edu/documents-and-tools/cycle5/alma-technical-handbook/view>.
- Barlow, M., Cernicharo, J., Cox, P. et al. (1996). "The rich far-infrared water vapour spectrum of W Hya". *Astronomy & Astrophysics* 315. URL: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1996A%26A...315L.241B>.
- Bianchi, S. (2013). "Vindicating single-T modified blackbody fits to Herschel SEDs". *Astronomy & Astrophysics* 552. DOI: 10.1051/0004-6361/201220866.
- Bladh, S. & Höfner, S. (2012). "Exploring wind-driving dust species in cool luminous giants". *Astronomy & Astrophysics* 546. ISSN: 0004-6361. DOI: 10.1051/0004-6361/201219138.
- Bowers, P. F. & Johnston, K. J. (1990). "Sensitive VLA observations of OH 127.8 - 0.0 and OH 26.5 + 0.6". *The Astrophysical Journal* 354. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1086/168724.
- Brown, A. G. A., Vallenari, A., Prusti, T. et al. (2018). "Gaia Data Release 2". *Astronomy & Astrophysics* 616. ISSN: 0004-6361. DOI: 10.1051/0004-6361/201833051.
- Carroll, B. W. & Ostlie, D. A. (1996). *An introduction to modern astrophysics*. Addison-Wesley Pub. ISBN: 0201547309.
- Cernicharo, J., Guélin, M. & Kahane, C. (2000). "A lambda 2 mm molecular line survey of the C-star envelope IRC+10216". *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 142.2. DOI: 10.1051/aas:2000147.
- Cherchneff, I. (2006). "A chemical study of the inner winds of asymptotic giant branch stars". *Astronomy & Astrophysics* 456.3. ISSN: 0004-6361. DOI: 10.1051/0004-6361:20064827.
- Choudhuri, A. (2010). *Astrophysics for physicists*. Cambridge University Press. ISBN: 9780511802218. DOI: 10.1017/CB09780511802218.
- Condon, J. J. & Ransom, S. M. (2016). *Essential radio astronomy*. 1. utg. Princeton: Princeton University Press. ISBN: 9780691137797. URL: <http://resolver.ebscohost.com/openurl?sid=EBSCO:edsebk&genre=book&issn=&ISBN=9780691137797&volume=&issue=&date=&spage=&pages=&title=Essential%20Radio%20Astronomy&atitle=Essential%20Radio%20Astronomy&aurlast=&id=DOI:&custid=s3911979&groupid=main&profile=ftf&authtyp>.

- De Beck, E., Decin, L., De Koter, A. et al. (2010). "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". *Astronomy & Astrophysics* 523. DOI: 10.1051/0004-6361/200913771.
- Demyk, K., Meny, C., Lu, X.-H. et al. (2017). "Low temperature MIR to submillimeter mass absorption coefficient of interstellar dust analogues I: Mg-rich glassy silicates". *Astronomy & Astrophysics* 600. DOI: 10.1051/0004-6361/201629711.
- Diamond, P. J., Kembell, A. J., Junor, W. et al. (1994). "Observation of a ring structure in SiO maser emission from late-type stars". *The Astrophysical Journal* 430. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1086/187438.
- Dravins, D. (2019). *Astronomiska instrument - Uppslagsverk - NE.se*. Hämtad 2019-05-12. URL: <https://www.ne.se/uppslagsverk/encyklopedi/l%C3%A5ng/astronomiska-instrument>.
- Epchtein, N., Le Bertre, T. & Lepine, J. (1990). "Carbon star envelopes - Near-IR photometry, mass loss and evolutionary status of a sample of IRAS stars". *Astronomy & Astrophysics* 227. URL: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1990A%26A...227...82E>.
- European Southern Observatory (2019). *ALMA - Atacama Large Millimeter/submillimeter Array | ESO*. Hämtad 2019-05-15. URL: <https://www.eso.org/public/teles-instr/alma/>.
- Evans, J. & Wulf Friedlander, M. (2019). *Astronomy - The techniques of astronomy - Uppslagsverk - Encyclopaedia Britannica*. Hämtad: 2019-05-10. URL: <https://www.britannica.com/science/astronomy/The-techniques-of-astronomy#ref910526>.
- Finkelburg, W. (1949). "Conditions for Blackbody Radiation of Gases". *The Optical Society of America* 39. DOI: 10.1364/JOSA.39.000185.
- Friedlander, S. K. (2000). *Smoke, dust, and haze : fundamentals of aerosol dynamics*. Oxford University Press. ISBN: 0195129997.
- Gaia Collaboration (2016). "The Gaia mission". *Astronomy & Astrophysics* 595. DOI: 10.1051/0004-6361/201629272.
- Groenewegen, M. A. T., Sevenster, M., Spoon, H. W. W. & Pérez, I. (2002). "Millimetre observations of infrared carbon stars". *Astronomy & Astrophysics* 390.2. ISSN: 0004-6361. DOI: 10.1051/0004-6361:20020728.
- Groenewegen, M. A. T., Vlemmings, W. H. T., Marigo, P. et al. (2016). "The ALMA detection of CO rotational line emission in AGB stars in the Large Magellanic Cloud". *Astronomy & Astrophysics* 596. DOI: 10.1051/0004-6361/201629590.
- Habing, H. J. & Olofsson, H., utg. (2004). *Asymptotic Giant Branch Stars*. Astronomy and Astrophysics Library. New York, NY: Springer New York. ISBN: 978-1-4419-1843-7. DOI: 10.1007/978-1-4757-3876-6.
- Haniff, C. A., Scholz, M. & Tuthill, R. G. (1995). "New diameter measurements for 10 Mira variables: implications for effective temperatures, atmospheric structure and pulsation modes". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 276.2. DOI: 10.1093/mnras/276.2.640.
- He, J. H. & Chen, P. S. (2001). "On the Difference Between Type E and Type A OH/IR Stars". *The Astronomical Journal* 121. URL: <https://iopscience.iop.org/article/10.1086/320380/pdf>.

- Hecht, E. (2002). *Optics*. 4. utg. San Francisco: Addison Wesley. ISBN: 0-321-18878-0.
- Höfner, S. (2008). "Winds of M-type AGB stars driven by micron-sized grains". *Astronomy & Astrophysics* 491.2. ISSN: 0004-6361. DOI: 10.1051/0004-6361:200810641.
- Höfner, S. & Olofsson, H. (2018). "Mass loss of stars on the asymptotic giant branch". *The Astronomy and Astrophysics Review* 26.1. ISSN: 0935-4956. DOI: 10.1007/s00159-017-0106-5.
- Justtanont, K., Bergman, P., Larsson, B. et al. (2005). "W Hya through the eye of Odin". *Astronomy & Astrophysics* 439.2. ISSN: 0004-6361. DOI: 10.1051/0004-6361:20052969.
- Justtanont, K., De Jong, T., Tielens, A. G. G. M. et al. (2004). "W Hya : molecular inventory by ISO-SWS". *Astronomy & Astrophysics* 417. DOI: 10.1051/0004-6361:20031772.
- Khouri, T., Waters, L. B. F. M., De Koter, A. et al. (2015). "Dusty wind of W Hya. Multi-wavelength modelling of the present-day and recent mass loss". *Astronomy & Astrophysics* 577. DOI: 10.1051/0004-6361/201425092.
- Knapp, G. R. & Morris, M. (1985). "Mass loss from evolved stars. III - Mass loss rates for fifty stars from CO J = 1-0 observations". *The Astrophysical Journal* 292. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1086/163197.
- Langevelde, H. J. van, Vlemmings, W., Diamond, P. J. et al. (2000). "VLBI Astrometry of the Stellar Image of U Herculis, Amplified by the 1667 OH Maser". *Astronomy & Astrophysics* 357. URL: <https://arxiv.org/abs/astro-ph/0003300>.
- Lattanzio, J. & Karakas, A. (2016). "Uncertainties in AGB evolution and nucleosynthesis". *Journal of Physics: Conference Series* 728.2. ISSN: 1742-6588. DOI: 10.1088/1742-6596/728/2/022002.
- Leeuwen, F. van (2007). "Validation of the new Hipparcos reduction". *Astronomy & Astrophysics* 474. DOI: 10.1051/0004-6361:20078357.
- Maercker, M. (2009). "Asymptotic Giant Branch stars viewed up-close and far-off The physics, chemistry, and evolution of their circumstellar envelopes". Diss. Stockholms Universitet. ISBN: 978-91-7155-975-3.
- Maercker, M., Brunner, M., Mecina, M. & De Beck, E. (2018). "An independent distance estimate to the AGB star R Sculptoris". *Astronomy & Astrophysics* 611. ISSN: 0004-6361. DOI: 10.1051/0004-6361/201732057.
- Mattsson, L., Gomez, H. L., Andersen, A. C. & Matsuura, M. (2015). "From flux to dust mass: Does the grain-temperature distribution matter for estimates of cold dust masses in supernova remnants?" *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. ISSN: 13652966. DOI: 10.1093/mnras/stv487.
- Müller, H. S., Schlöder, F., Stutzki, J. & Winnewisser, G. (2005). "The Cologne Database for Molecular Spectroscopy, CDMS: a useful tool for astronomers and spectroscopists". *Journal of Molecular Structure* 742.1-3. ISSN: 0022-2860. DOI: 10.1016/J.MOLSTRUC.2005.01.027.
- Menzies, J. W., Feast, M. W. & Whitelock, P. A. (2006). "Carbon-rich Mira variables: radial velocities and distances". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 369.2. ISSN: 00358711. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.10323.x.

- Modest, M. F. (2013). *Radiative heat transfer*. 3. utg. Elsevier Science. ISBN: 9780123869449. URL: <https://app.knovel.com/hotlink/toc/id:kpRHTE0003/radiative-heat-transfer/radiative-heat-transfer>.
- NASA (n.d.). *HubbleSite - The Telescope - Hubble Essentials - Quick Facts*. Hämtad 2019-05-11. URL: [http://hubblesite.org/the\\_telescope/hubble\\_essentials/quick\\_facts.php](http://hubblesite.org/the_telescope/hubble_essentials/quick_facts.php).
- Nationalencyklopedin, N. (2019). *Asymptotiska jättegrenen - Uppslagsverk - Nationalencyklopedin*. Hämtad 2019-05-16. URL: <https://www.ne.se/uppslagsverk/encyklopedi/l%C3%A5ng/asymptotiska-j%C3%A4ttegrenen>.
- Nordling, C. & Österman, J. (2014). *Physics Handbook*. 8:13. Lund: Studentlitteratur AB. ISBN: 978-91-44-04453-8.
- Norris, B. R. M., Tuthill, P. G., Ireland, M. J. et al. (2012). "A close halo of large transparent grains around extreme red giant stars". *Nature* 484. DOI: 10.1038/nature10935.
- Olivier, E. A., Whitelock, P. & Marang, F. (2001). "Dust-enshrouded asymptotic giant branch stars in the solar neighbourhood." *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 326.2. ISSN: 00358711. URL: <http://proxy.lib.chalmers.se/login?url=http://search.ebscohost.com/login.aspx?direct=true&db=asx&AN=5136498&site=eds-live&scope=site>.
- Olofsson, H. (1996). "Circumstellar molecular envelopes of AGB and post-AGB objects". *Astrophysics and Space Science* 245.2. ISSN: 0004-640X. DOI: 10.1007/BF00642225.
- Pickett, H., Poynter, R., Cohen, E. et al. (1998). "Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog". *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 60.5. DOI: 10.1016/S0022-4073(98)00091-0.
- Ramstedt, S., Schöier, F. L., Olofsson, H. & Lundgren, A. A. (2008). "On the reliability of mass-loss-rate estimates for AGB stars". *Astronomy & Astrophysics* 487.2. ISSN: 0004-6361. DOI: 10.1051/0004-6361:20078876.
- Ramstedt, S. (2016). "DEATH STAR: DEtermining Accurate mass-loss rates of THERmally pulsing AGB STARS". *Projektnummer: 2016.2.00025.S*.
- Reid, M. J. & Menten, K. M. (1990). "A Subarcsecond H<sub>2</sub>O Maser Shell Surrounding a Variable Star". *The Astrophysical Journal* 51. URL: <http://articles.adsabs.harvard.edu/pdf/1990ApJ...360L..51R>.
- Reimers, D. (1975). "Circumstellar absorption lines and mass loss from red giants". *Mémoires of the Société Royale des Sciences de Liège* 8. URL: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1975MSRSL...8..369R>.
- Schawlow, A. (2017). *Maser - Uppslagsverk - Encyclopaedia Britannica*. Hämtad: 2019-05-16. URL: <https://www.britannica.com/technology/maser>.
- Schöier, F. L., Ramstedt, S., Olofsson, H. et al. (2013). "The abundance of HCN in circumstellar envelopes of AGB stars of different chemical type". *Astronomy & Astrophysics* 550. ISSN: 0004-6361. DOI: 10.1051/0004-6361/201220400.
- Stahler, S. W. & Palla, F. (2005). *The Formation of Stars*. Wiley-VCH. ISBN: 3527405593.
- Tricco, T. S., Price, D. J. & Laibe, G. (2017). "Is the dust-to-gas ratio constant in molecular clouds?" *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 471. URL: <https://arxiv.org/pdf/1706.05107.pdf>.



- Vlemmings, W., Langevelde, H. J. van, Diamond, P. J. et al. (2003). "VLBI astrometry of circumstellar OH masers; proper motions and parallaxes of four AGB stars". *Astronomy & Astrophysics* 407. DOI: 10.1051/0004-6361:20030766.
- Vlemmings, W. (2017). *Bild av röd jättestjärna ger överraskande inblick i solens framtid | Chalmers*. Hämtad 2019-04-29. URL: <https://www.chalmers.se/sv/forskningsinfrastruktur/oso/nyheter/Sidor/Bild-av-rod-jattestjarna-ger-overraskande-inblick-i-solens-framtid.aspx>.
- Vlemmings, W., Khouri, T., O’Gorman, E. et al. (2017). "The shock-heated atmosphere of an asymptotic giant branch star resolved by ALMA". *Nature Astronomy* 1. DOI: 10.1038/s41550-017-0288-9.
- Wagenhuber, J. & Groenewegen, M. A. T. (1998). "New input data for synthetic AGB evolution". *Astronomy & Astrophysics* 340. ISSN: 0004-6361. URL: <http://arxiv.org/abs/astro-ph/9809338>.
- Winters, J. M., Le Bertre, T., Jeong, K. S. et al. (2000). "A systematic investigation of the mass loss mechanism in dust forming long-period variable stars". *Astronomy & Astrophysics* 361. URL: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2000A%26A...361..641W>.
- Winters, J. M., Le Bertre, T., Pety, J. & Neri, R. (2007). "Mass loss from dusty, low outflow-velocity AGB stars". *Astronomy & Astrophysics* 475.2. ISSN: 0004-6361. DOI: 10.1051/0004-6361:20078198.
- Xu, S., Zhang, B., Reid, M. J. et al. (2019). "Comparison of Gaia DR2 Parallaxes of Stars with VLBI Astrometry". *The Astrophysical Journal* 875.2. ISSN: 1538-4357. DOI: 10.3847/1538-4357/ab0e83.
- Zhao-Geisler, R., Quirrenbach, A., Köhler, R. & Lopez, B. (2012). "Dust and molecular shells in asymptotic giant branch stars Mid-infrared interferometric observations of R Aql, R Aqr, R Hya, W Hya and V Hya". *Astronomy & Astrophysics* 545. DOI: 10.1051/0004-6361/201118150.
- Zhukovska, S. & Henning, T. (2013). "Dust input from AGB stars in the Large Magellanic Cloud". *Astronomy & Astrophysics* 555. DOI: 10.1051/0004-6361/201321368.



# A

## Appendix 1

### A.1 Strålparametrar

För de olika källorna erhöles variationer i den syntetiserade strålbredden. Vidare nyttjades aperturer med olika storlek vid analys av de olika källorna för att erhålla maximalt flöde då samtliga emissioner för  $^{12}\text{CO}$  var spatialt upplösta. De nyttjade stråldimensionerna presenteras i tabell A.1.

**Tabell A.1:** Stråldimensioner för nyttjade aperturer vid framtagning av CO-linje-profiler i figur 4.5 och 4.6.  $\theta_{\text{mb}}$  är den syntetiserade strålen erhållen i datan, och  $\theta_{\text{max}}$  är den nyttjade strålen för maximalt integrerat flöde för respektive emissionlinje.

Stjärna	Band	$\theta_{\text{mb}}$		$\theta_{\text{max}}$	
		$\theta_{\text{maj}}$ [""]	$\theta_{\text{min}}$ [""]	$\theta_{\text{maj}}$ [""]	$\theta_{\text{min}}$ [""]
W Hya	6	6,61	4,42	11,20	11,20
	7	4,47	2,91	6,30	6,30
R Crt	6	7,16	4,33	12,00	11,20
	7	4,37	2,79	5,60	4,90
CZ Hya	6	6,97	4,26	8,80	8,00
	7	4,58	2,66	4,20	2,80
WX Psc	6	7,38	5,43	12,00 <sup>1</sup>	10,40 <sup>1</sup>
	7	4,36	3,20	6,30	6,30
R For	6	7,21	4,03	9,60	7,20
	7	4,49	3,09	4,90	3,50
U Hya	6	6,89	4,38	13,60	10,40
	7	4,33	2,95	6,30	6,30
RV Aqr	6	6,50	5,40	12,00	11,20
	7	4,48	3,02	6,30	6,30
TW Hor	6	6,10	5,67	9,60	8,00
	7	3,96	3,11	4,90	3,50

<sup>1</sup>  $\theta_{\text{maj}}$  är parallell med deklinationen till skillnad från övriga.