



CHALMERS



Stjärnbildning i infraröda mörka moln

Jakten efter bildning av massiva stjärnor i dess tidiga stadie

Kandidatarbete inom rymd-, geo- och miljövetenskap

MARTIN ALMQVIST
GRETA GASCON RUDIN
ANNA NGUYEN
JOHAN NILSSON
JOHAN RUMAR KARLQUIST

INSTITUTIONEN FÖR RYMD-, GEO- OCH MILJÖVETENSKAP

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
Göteborg, Sverige 2022
www.chalmers.se

KANDIDATARBETE 2022

Stjärnbildning i infraröda mörka moln

Jakten efter bildning av massiva stjärnor i dess tidiga stadie

MARTIN ALMQVIST
GRETA GASCON RUDIN
ANNA NGUYEN
JOHAN NILSSON
JOHAN RUMAR KARLQUIST



CHALMERS

Institutionen för rymd-, geo- och miljövetenskap
Avdelningen för astronomi och plasmafysik
CHALMERS UNIVERSITY OF TECHNOLOGY
Göteborg, Sverige 2022

Stjärnbildning i infraröda mörka moln
Jakten efter bildning av massiva stjärnor i dess tidiga stadie
MARTIN ALMQVIST
GRETA GASCON RUDIN
ANNA NGUYEN
JOHAN NILSSON
JOHAN RUMAR KARLQUIST

© MARTIN ALMQVIST 2022.
© GRETA GASCON RUDIN, 2022.
© ANNA NGUYEN, 2022.
© JOHAN NILSSON, 2022.
© JOHAN RUMAR KARLQUIST, 2022.

Handledare: Joseph Armstrong, Giuliana Cosentino, Rubén Fedriani, Prasanta Gorai, Institutionen för rymd-, geo- och miljövetenskap
Examinator: Magnus Thomasson, Institutionen för rymd-, geo- och miljövetenskap

Kandidatarbete 2022
Institutionen för rymd-, geo- och miljövetenskap
Avdelningen för astronomi och plasmafysik
Chalmers tekniska högskola
412 96 Göteborg
Telefon: 031-772 10 00

Omslag: Bilden visar ett centralt nebulosan Messier 17, lokaliserat cirka 6000 ljusår från jorden. I mitten av bilden syns en stjärnhop av massiva unga stjärnor vars intensiva strålning får den omgivande vätgasen att glöda. Längst ned till höger om stjärnhopen finns ett stort IRDC. På synliga våglängder skymmer stoft i molnet vår sikt, men genom att observera i infrarött ljus kan vätgasens sken bakom molnet ses skina svagt igenom. Gömd i denna region, som har ett mörkt rödaktigt utseende, fann astronomerna silhuetten av en disk av gas och stoft. Även om den är liten på bilden har disken en diameter på cirka 20 000 AU. Man tror att denna skiva roterar och matar material till en central protostjärna, det vill säga ett tidigt stadium i bildandet av en ny stjärna. Bilden är tagen från European Southern Observatory's (ESO) Very Large Telescope (VLT) (1).

(1) "ESO's very large telescope peers into a distant nebula."
Tillgänglig: <https://www.eso.org/public/images/potw1044a/>

Typsats in L^AT_EX
Utskriven av Chalmers digitaltryck
Göteborg, Sverige 2022

Stjärnbildning i infraröda mörka moln
Jakten efter bildning av massiva stjärnor i dess tidiga stadie
MARTIN ALMQVIST
GRETA GASCON RUDIN
ANNA NGUYEN
JOHAN NILSSON
JOHAN RUMAR KARLQUIST
Institutionen för rymd-, geo- och miljövetenskap
Chalmers tekniska högskola

Förord

Vi tackar våra handledare Joseph Armstrong, Giuliana Consentino, Rubén Fedriani och Prasanta Gorai som har uppmanat oss att ställa frågor och bidragit både till genomförelsen av kandidatarbetet men också till många skratt. Vi vill även tacka Magnus Thomasson för att ha besvarat många frågor och därmed visat högt tålamod.

Martin Almqvist, Greta Gascon Rudin, Anna Nguyen, Johan Nilsson, Johan Rumar Karlquist, Göteborg, Maj 2022

Nyckelord: molekylära moln, massiva stjärnor, stjärnhop, spektral energifördelning,

Abstract

Massive stars play an important role in the formation and development of the Universe, affecting the evolution of galaxies and planets to a high extent. Despite their importance, much about the mechanisms of massive star formation is still unknown. Massive stars go through their evolutionary stages at a higher pace than their low-mass counterparts and spend their initial stages deeply embedded in cocoons of gas and dust. Moreover, they usually form at great distances from the Earth, which makes them challenging to observe with an angular resolution sufficient to resolve their inner structures spatially. In light of all these factors, it is difficult to gain good insight into the mechanisms occurring during the early stages of massive star formation, making the validation of current theories extremely challenging. In this thesis, we aim to study the IRDC G31.98+0.07 and analyse its star formation activity to contribute to a better understanding of the properties of massive stars and the processes of their evolutionary stages. Data from multiple telescopes and different wavelengths were used to analyse the cloud through data mapping, cross-matching and use of mass and age models (through SED fitting and PARSEC modelling). Using IR images from Spitzer, SOFIA and Herschel telescopes, we identify 13 point-like sources located across the cloud area. For 3 of these 13 cores, data at millimetre wavelengths obtained with the IRAM telescope and ALMA was used to further analyse the level of star formation activity. Toward these three cores, our spectral energy distribution analysis predicts masses for forming stars in the range of 8 to $32M_{\odot}$ consistent with the high-mass regime. Furthermore, the high-resolution ALMA data does not show evidence of fragmentation towards one of the cores. This may be consistent with a Core Accretion scenario. For the 13 cores, we attempt a deeper investigation using Gaia data and find a good match within the Gaia catalogue for 13 sources. For these sources, we estimate mass and age and discuss in detail the validity of our findings. In summary, the IRDC G31.98+0.07 shows some indication of massive star formation but more data is needed to further confirm our findings and draw statistically significant results.

Sammandrag

Massiva stjärnor har en viktig roll i universums bildande och utveckling, och påverkar evolutionen av galaxer och planeter i hög grad. Trots att de är betydelsefulla för deras omgivning är mycket om mekanismerna bakom massiva stjärnors bildning fortfarande okänt. Massiva stjärnor går igenom sina evolutionära stadier i en högre takt än sina lågmassiva motsvarigheter och tillbringar sina första stadier djupt inbäddade i kokonger av gas och damm. Dessutom bildas de vanligtvis på stora avstånd från jorden, vilket gör dem svåra att observera med en tillräckligt bra vinkelupplösning för att få en förståelse av de inre rumsliga strukturerna. På grund av alla dessa faktorer är det svårt att få god insikt i de mekanismer som uppstår under de tidiga stadierna av massiv stjärnbildning, vilket gör valideringen av nuvarande teorier extremt utmanande. Syftet för detta kandidatarbete är att studera det infraröda mörka molnet G31.98+0.07 och analysera dess stjärnbildningsaktivitet för att bidra till en bättre förståelse av egenskaperna hos massiva stjärnor och processerna i deras evolutionära stadier. Data från flera teleskop och olika våglängder användes för att undersöka molnet genom dataanalys och användning av modeller som uppskattar massa och ålder (SED-anpassning och PARSEC-modellering). Med hjälp av IR-bilder från Spitzer, SOFIA och Herschel-teleskopen identifieras 13 punktliknande källor över molnet. För 3 av dessa 13 kärnor användes data vid millimetervåglängder som erhållits med IRAM- och ALMA-teleskopet för att ytterligare analysera nivån av stjärnbildningsaktivitet. Analys av spektral energifördelning förutsäger att dessa kärnor kan bilda stjärnor i intervallet 8 till $32M_{\odot}$, vilket uppfyller villkoret för att de skall associeras som massiva. Dessutom visar den högupplösta ALMA-datan inte tecken på fragmentering mot en av kärnorna. Detta kan stämma överens med ett kärnackretionsscenario. För de 13 kärnorna försöker vi göra en djupare undersökning med Gaia-data och hitta en bra matchning inom Gaia-katalogen för 13 källor. För dessa källor uppskattar vi massa och ålder och diskuterar i detalj validiteten av våra fynd. Sammanfattningsvis indikerar G31.98+0.07 massiv stjärnbildning men mer data behövs för att ytterligare bekräfta våra fynd och dra statistiskt signifikanta resultat.



Innehåll

Förkortningslista	xii
Nomenklatur	xiv
Figurer	xviii
Tabeller	xxi
1 Inledning	1
1.1 Syfte	1
1.2 Mål	2
1.3 Avgränsningar	2
2 Teori	5
2.1 Introduktion till astronomi	5
2.1.1 Avstånd, koordinatsystem och massor	5
2.1.2 Magnituder, extinktion och rödfärgning	6
2.2 IRDC:s och deras miljö	6
2.3 Kemiska spårämnen av IRDC-egenskaper	7
2.4 Teorier om stjärnbildning	8
2.4.1 IRDC:n G31.98+0.07	9
2.4.2 Spektral energifördelning och relaterade modeller	10
2.5 Enskilda objekt som ingår i en stjärnhop	11
2.5.1 PARSEC evolution tracks	13
3 Material och metod	17
3.1 Observationer	17
3.1.1 IRAM-teleskopet	17
3.1.2 ALMA: Uppsättning av teleskop	18
3.1.3 IR-teleskop	18
3.1.3.1 Spitzer	19
3.1.3.2 SOFIA	19
3.1.3.3 Herschel	19
3.1.4 Rymdteleskopet Gaia	20
3.1.5 Dataformat	20
3.2 Infraröd analys, identifiering av lovande källor och deras spektrala energifördelning.	20

3.3	Gasfördelningen i ett IRDC	21
3.4	Matchning med Gaia och isokronmodeller	23
4	Resultat	26
4.1	Identifiering av källor och deras spektrala energifördelning	26
4.2	Gasfördelning i molnet G31.98+0.07	30
4.3	Matchning med Gaia data och anpassade PARSEC-modeller	34
5	Diskussion	39
5.1	Spektral energifördelningar och anpassade modeller	39
5.2	Gasfördelning i molnet G31.98+0.07	40
5.3	Matchning med Gaia och anpassade isokronmodeller	44
6	Etiska Aspekter	48
6.1	Astronomins sociala aspekter	48
6.2	Astronomins miljöpåverkan	50
7	Slutsatser	52
A	Appendix I: Tabeller	1
B	Appendix II: Bilder	3

Förkortningslista

Nedan är listan över akronymer som har använts i detta arbete, listade i alfabetisk ordning. Notera att de begrepp som inte är översatta är organisationer, filformat, mjukvaror, namn på teleskop eller metoder som inte har en svensk översättning.

ALMA	A tacama L arge M illimeter A rray
DEC	D eclination - <i>Deklination</i>
ESO	E uropean S outhern O bservatory
FITS	F lexible I mage T ransport S ystem
FORCAST	F aint O bject I nfrared C amera for the S O F I A T elescope
GLIMPSE	G alactic L egacy I nfrared M idplane S urvey E xtraordinaire
HOPS	H erschel O Orion P rotostar S urvey
HR	H ertzsprung– R ussell(-diagram)
IR	I nfrared - <i>Infraröd</i>
IRAC	I nfrared A rray C amera on the Spitzer Telescope
IRAM	I nstitut de R adioastronomie M illimétrique
IRDC	I nfrared D ark C loud - <i>Infrarött mörkt moln</i>
MRS	M aximum R ecoverable S cale - <i>Maximal detekterbar vinkelstorlek</i>
PACS	P hotodetector A rray C amera and S pectrometer
PARSEC	P Adova & T Rieste S tellar E volution C ode
RA	R ight A scension - <i>Rektascension</i>
RMS	R oot M ean S quare - <i>Kvadratisk medelvärde</i>
SED	S pectral E nergy D istribution - <i>Spektral energifördelning</i>
SOFIA	S tratospheric O bservatory for I nfrared A stronomy
SPIRE	S pectral and P hotometric I maging R eciever
TMT	T hirty M eter T elescope
TOPCAT	T ool for O perations on C atalogues and T ables
UHERO	U niversity of H awai'i E conomic R esearch O rganization
UV	U ltraviolet - <i>Ultraviolet</i>
VLT	V ery L arge T elescope
WNL	L ate stage of W olf- R ayet star (WN) - <i>Sent stadie av Wolf-Rayet-stjärna</i>

Nomenklatur

Nedan finns nomenklaturen av enheter och parametrar som har använts genom hela arbetet.

Enheter

AU	Astronomisk enhet
erg	Grundläggande energienheten i CGS-systemet.
g	Gram
h	Timme
Hz	Hertz
Jy	Jansky
K	Kelvin
m	Minut eller meter
pc	Parsek
rad	Radian
s	Sekund
'	Bågminut
"	Bågsekund
°	Grader

Parametrar

A	Total extinktion
A_V	Visuell extinktion
α	Konstant
b	Latitud
$B(T)$	Planck-funktionen vid temperaturen T

c	Ljusets hastighet
C	Konstant
d	Distans
D	Diameter
F	Flöde
G	Gravitationskonstanten
γ_e	Eddingtons spridningsgräns
h	Plancks konstant
H_{II}	Interstellärt moln som främst innehåller joniserade väteatomer
I	Intensitet
J	Rotationskvanttal
k_B	Boltzmanns konstant
κ	Opaciteten
m_p	Massa för en proton
m	Apparent magnitud
M	Absolut magnitud
M_c	Kärnans massa
M_*	Massa för en stjärna
M_\odot	Solmassa
\dot{M}	Massförlust
\dot{M}_{disk}	Kärnans ackretionshastighet
l	Longitud
L	Luminositet
L_E	Eddington-luminositet
L_{bol}	Bolometrisk luminositet
L_\odot	Solens luminositet
λ	Våglängd
p	Parallaxvinkel
Σ_{cl}	Klumpomgivningens ytdensitet
σ_t	Thomsonspridning
T	Temperatur
θ	Vinkelupplösning
$\theta_{w,esc}$	Vinkeln av en jetstråle
θ_{view}	Vinkeln som objektet antas ses ifrån

v_c	Centralhastighet
ν	Frekvens
X	Massfraktionen av väte
Y	Massfraktionen av helium
Z	Metallicitet - massfraktion av element tyngre än helium
Z_\odot	Solens metallicitet

Figurer

1	Figuren visar typiska spektrala energifördelningar för stjärnobjekt i olika steg av sin uppväxt, även kallat klasser. Ifall man lyckas få ett stjärnobjekts flöde i olika våglängder kan man alltså utifrån detta uppskatta i vilket fas som stjärnobjektet befinner sig i och därifrån uppskatta stjärnans egenskaper. Hämtat från (42).	11
2	Figuren beskriver hur parallax fungerar med ekvation 2.	12
3	Bild från programmet SAOImageDS9 för data taget med Herschelteleskopet med en våglängd på $70 \mu\text{m}$. De 19 identifierade källorna som hittades har ringats in och numrerats. Den stora ringen symboliserar det område som analysen begränsade sig till. Den vita boxen visar approximativt det område som senare används för att identifiera tre kärnor i det molekylära molnet, som sammanfaller med källa 4, 5, 6 i denna bild.	27
4	SED och anpassade modeller för källa 4, 5 och 6 från figur 3 med källa 4 på översta raden, källa 5 i mellersta raden och källa 6 i nedersta raden. I figurerna visas den bäst anpassade modellen i svart. Till vänster visas den spektrala energifördelning med en färgkarta, där färgen symboliserar hur bra modellerna är anpassade. Ett lågt värde på χ^2 medför en bra anpassad modell. Åt höger visas, förutom den bästa modellen, även de fyra nästkommande bästa modeller.	29
5	Hastighet- och intensitetsspektrum för C^{18}O ($J=2-1$) i IRDC G31.98+0.07.	30
6	Hastighet- och intensitetsspektrum för N_2H^+ ($J=1-0$) i IRDC G31.98+0.07.	31
7	Karta över integrerad intensitet för C^{18}O med konturer och spektrum för de lokaliserade kärnorna 6 (upp), 5 (vänster) och 4 (höger), som framställdes inom intervallet $\sim 101 \text{ km/s}$ och $\sim 92 \text{ km/s}$. Centralhastigheten för C^{18}O -gasen ($\sim 96 \text{ km/s}$) visas i form av en vertikal linje.	32
8	Karta över integrerad intensitet för N_2H^+ med konturer och spektrum för de lokaliserade kärnorna 6 (upp), 5 (vänster) och 4 (höger), som framställdes inom intervallet $\sim 98 \text{ km/s}$ och $\sim 92 \text{ km/s}$. Centralhastigheten för N_2H^+ -gasen ($\sim 95 \text{ km/s}$) visas i form av en vertikal linje.	32

- 9 Vänster: G31.98+0.07-molnets 1,3 mm kontinuum bild, för den kompakta konfigurationen av ALMA-teleskopet. Den överliggande svarta cirkeln är källa 5 från figur 3. Uppe till höger: inzoomad vy av en konturplot gjord för kontinuum bilden med den kompakta konfigurationen. Den lägsta konturen har värdet $3 \times 298 \mu\text{Jy}$, steget mellan varje kontur är $3 \times 298 \mu\text{Jy}$ och RMS-värdet är $298 \mu\text{Jy}$. Nere till höger: inzoomad vy av en konturplot gjord för kontinuum bilden med den utspridda konfigurationen. Den lägsta konturen har värdet $3 \times 110 \mu\text{Jy}$, steget mellan varje kontur är $3 \times 110 \mu\text{Jy}$ och RMS-värdet är $110 \mu\text{Jy}$ 33
- 10 Förändringen av massan vid olika temperaturer. Till vänster: Gjord för kompakta konfigurationen. Till höger: Gjord för utspridda konfigurationen. 34
- 11 Figuren till vänster illustrerar egenrörelsen, i millibågsekunder/år (mbs/år), för de identifierade stjärnorna (rött) gentemot källor i dess omgivning (blått), notera den röda klumpen vid -3, -4 där det förekommer 5 stycken stjärnor med nästan identisk egenrörelse. Figuren till höger visar de identifierade stjärnornas beräknade distans. Punkterna symboliserar deras uppskattade distans, medan de vertikala linjerna är intervallet för deras fel. Den gröna horisontella linjen vid 4900 pc visar det värde som tidigare antagits för molnet. Stjärnorna märkta med rött är de kärnor som har liknande egenrörelser i figuren till vänster, notera att de flesta av dem även har liknande distans. 35
- 12 Figuren till vänster visar egenrörelser, i millibågsekunder/år (mbs/år) hos källorna som ingår i HOPS. Notera att den låga spridningen av egenrörelse, vilket kan betyda att källorna bildats i en eller flera stjärnhop. Figuren till vänster visar den beräknade distansen för källorna. Notera här att distansberäkningarna är generellt mycket noggranna med försumbart fel. 35
- 13 Färg-magnituddiagram för de identifierade stjärnorna (vänster) och källor ifrån HOPS (höger). Notera skillnaderna av absolut magnitud i Gaia G-band (y-axel) där HOPS har en mycket större spridning, vilket bättre symboliserar en förväntad magnitudsfördelning hos stjärnor. 36
- 14 Färg-magnituddiagram med PARSEC evolutions modell, som visar potentiella stjärnor som identifierades i G31.98+0.07, och vilken massa och ålder dessa förväntas att ha utifrån dess absoluta magnitud och färg. Konstant masslinje ses som streckad linje medans isokronerna (linjer där åldern är konstant) är heldragna, stjärnorna representeras som svarta stjärnor. 7 utav 13 kärnor ligger utanför isokronen på 10 miljoner år, vilket kan tyda på en felberäknad absolut magnitud. 36

15	Färg-magnituddiagram med PARSEC evolutions modell för 40 källor i Orion. Konstant masslinje ses som streckad linjer medans isokronerna (linjer där åldern är konstant) är heldragna, källorna representeras som svarta stjärnor. Samma isokroner och konstanta masslinjer, som togs fram för 14 användes som referens. Många utav källorna ligger nedanför isokronerna vilket kan beror på bristfällig data eller understimering vid uträknad av absolut magnitud.	37
16	Vänster: Teleskop från Mauna Kea Observatoriet. Synligt är Subaru Telescope, W. M. Keck-observatoriet och NASA Infrared Telescope Facility (90). Höger: Hawaiiiska kulturutövare, miljöpartister och aktivister samlas för att stå solidariskt mot första spadtaget för TMT den 7 oktober 2014 (91).	49
17	Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 1. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.	3
18	Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 2. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.	4
19	Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 3. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.	4
20	Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 7. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.	5
21	Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 8. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.	5
22	Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 9. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.	6
23	Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 10. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.	6
24	Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 11. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.	7

25	Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 12. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.	7
26	Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 13. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.	8
27	Figurerna visar de cirklar som användes för att estimeras RMS-värde i den kompakta datan (vänster) och utökade datan (höger). Notera att cirkelarna placerats i områden utan utstickande intensitetstoppar, eftersom endast bruset är av intresse.	8
28	Vänster: G31.98+0.07-molnets 1.3 mm kontinuum bild, för den utspridda konfigurationen av ALMA-teleskopet. Den överliggande svarta cirkeln är källa 5 från figur 3. Uppe till höger: inzoomad vy av en konturplot gjord för kontinuum bilden med den kompakta konfigurationen. Den lägsta konturen har värdet $3 \times 298 \mu\text{Jy}$, steget mellan varje kontur är $3 \times 298 \mu\text{Jy}$ och RMS-värdet är $298 \mu\text{Jy}$. Nere till höger: inzoomad vy av en konturplot gjord för kontinuum bilden med den utspridda konfigurationen. Den lägsta konturen har värdet $3 \times 110 \mu\text{Jy}$, steget mellan varje kontur är $3 \times 110 \mu\text{Jy}$ och RMS-värdet är $110 \mu\text{Jy}$	9
29	Färg-magnituddiagram med PARSEC evolutions modell, som visar de identifierade kärnorna i G31,98+0,07, och vilken massa och ålder dessa förväntas att ha. Konstant masslinje ses som streckad linjer medans isokronerna (linjer där åldern är konstant) är heldragna, stjärnorna representeras som svarta stjärnor. En konstant med värdet 2, har adderats till extinktion för att testa om denna har understimerats när absolut magnituden ska beräknas. Ett högre värde på extinktion ger att absolut magnituden blir lägre med resultat att kärnorna hamnar inom intervallet 0 och 6,2 miljoner år.	10
32	Färg-magnituddiagram med PARSEC evolutions modell för Orion. Konstant masslinje ses som streckad, medans isokronerna (linjer där åldern är konstant) är heldragna, källorna representeras som svarta stjärnor. Isokronen 10^9 år har lagts till, vilket påvisar att ett flertal stjärnor bedöms vara äldre än 10^9 , vilket tyder på att stjärnornas extinktion eller distans är felberäknad.	13
33	Figuren visar en bild på molnet G31.98 + 0.07, som observerats med tre färger bilden av GLIMPSE. Notera de bubbelaktiga områdena som förekommer i mitten av bilden, vilket sammanfaller med utseendet av H_{II} regioner.	14

Tabeller

1	Sammanfattning av ALMA-observationerna för G31.98+0.07.	18
2	Källornas beräknade flöde för varje våglängd. Dessa värden utnyttjas för att göra spektrala energifördelningar för källorna.	28
3	Parametrar för källa 4-6 utifrån modeller baserade på (80).	30
4	Kärnor med högst intensitet i galaktiska och ekvatoriella koordinater.	31
5	Tabellen visar 7 stjärnor vars massa och ålder kunde estimeras med PARSEC metoden. De fetmarkerade stjärnorna har liknande egenrörelser och redovisas i figur 11.	37
6	Samtliga källors beräknade flöde. Notera att det är väldigt många våglängder som inte har ett beräknat flöde för källorna 1-3 och 7-13, vilket även är därför deras SED och anpassade modeller blir mycket opålitliga.	1
7	Samtliga källors uppskattade parametrar efter anpassning av modellerna från (4) för deras spektrala energifördelning.	2

1

Inledning

Stjärnor är ursprunget till alla de tyngre grundämnena i universum och därmed anledningen till att vi människor är här överhuvudtaget. Stjärnor är grundpelarna av våra galaxer och världarna för våra exoplaneter. Att studera hur dessa stjärnor bildas ger därmed en inblick in i universums utveckling och besvarar frågor om vårt ursprung. Ämnen som järnet i vårt blod, kalciumet i våra ben och syret vi andas är bara en andel av ämnena som har producerats i en stjärna. Att undersöka de olika processer som leder till stjärnors födelse och död kan vara nyckeln till en ökad förståelse av de fysiska egenskaperna och mekanismerna runt oss. Massiva stjärnor är speciellt intressanta att studera eftersom de har en så pass stor inverkan i energin som cirkulerar i universum och som är drivkraften till utvecklingen av våra galaxer. Massiva stjärnor definieras som stjärnor vars massa, M_* , är större eller lika med åtta gånger vår egna solmassa.

Trots att massiva stjärnor har en stor betydelse i universum så finns det inte mycket information som förklarar mekanismerna bakom bildningen av massiva stjärnor (1). Det är svårt att observera de tidiga evolutionsstadierna, samt att det i dagsläget inte finns fastställande teorier som stödjer stjärnbildningen hos massiva stjärnor.

Observationer kan användas för att studera massiva stjärnors bildning, men det finns flera komplikationer. Under dess tidiga evolutionsstadie är källan omsluten av ett tjockt lager av gas och stoft som skymmer vår sikt. Dessutom är de även sällsynna, därav befinner de sig oftast på väldigt stora avstånd (2). Det som även försvårar observationer är att de både påverkar sin omgivning i stor skala, samt att de går igenom evolutionsstadierna relativt fort och är på så sätt kortlivade (3). Ett sätt att undgå dessa problem är att undersöka den tätaste delen av ett molekylärt moln, där stjärnbildningen av massiva stjärnor antas bilda.

1.1 Syfte

Syftet med arbetet är att undersöka stjärnbildningsaktiviteten på olika skalor, inom ett molekylärt moln. Därmed undersöks det molekylära molnets struktur i förhoppning att identifiera massiva kärnor och deras egenskaper. Dessa kärnor studeras vidare för att kunna dra en slutsats om eventuella massiva stjärnor kan bildas, samt möjliga mekanismer som kan starta stjärnbildning i molnet. Syftet är att bidra med en ökad förståelse för bildning av massiva stjärnor.

1.2 Mål

Först detekteras intressanta källor i det molekylära molnet G31.98+0.07, vilket är ett IRDC (se 2.2 för mer information) där eventuell stjärnbildning kan ske. Målet med uppgiften är att utifrån de identifierade källornas spektrala energifördelning (SED) passa in dem i en modell som förutsäger en mängd olika parametrar för den eventuella kärnan (4).

Sedan undersöks molnets struktur, genom att studera molekylers emissionslinjer. Molnets gasdistribution analyseras sedan för att identifiera närvaron av täta kärnor där stjärnor bildas. De täta kärnornas positioner jämförs sedan med de positioner hos de identifierade källorna från första momentet. Ifall någon av källorna sammanfaller undersöks de med hög vinkelupplösning för att undersöka kärnans struktur och utveckling.

Stjärnor som föds relativt nära varandra i tid och rum kan ha ett gemensamt ursprung och forma en stjärnhop. I ett tredje skede blir därför målet att uppskatta identifierade stjärnors massor och åldrar utifrån isokroner och konstanta masslinjer, samt analysera deras egenrörelser för att kunna värdera ifall dessa tillhör samma stjärnhop.

1.3 Avgränsningar

Arbetet kommer att använda sig av redan framtagna data och simuleringsverktyg och kommer därför inte att bygga egna verktyg eller utföra observationer. Däremot för att genomföra arbetet har egna koder skrivits i Python. De observationer som använts har utförts med flera olika teleskop och upplösningen av dessa teleskop varierar. Datan som används i arbetet innehåller endast ett molekylärt moln vilket resulterar i att arbetet och dess analys begränsas till detta, och endast detta molekylära moln. Eftersom ett begränsat område används för analys, kan det betyda att det finns begränsade möjligheter, inkluderat i detta är exempelvis att antalet källor som undersöks kanske begränsas. Detta betyder att inga statistiska analyser kommer att göras. Området som analyseras ligger även relativt långt bort och är omsluten av gas och stoft, vilket medför att extinktionen kommer att bli så stor att varje källa kommer att till synes vara ljussvag. Detta i sin tur påverkar Gaias Parallax beräkningar samt källornas egenrörelser. Om detta är fallet kommer istället andra källor, som ligger närmre att undersökas.

Vid identifikation av kärnor kommer arbetet att begränsa sig till att endast undersöka förekomsten av kolmonoxidisotop ($C^{18}O$) samt diazenylium (N_2H^+). Övriga parametrar som inte nämnts i uppgiften, såsom molnets densitet och temperatur, kommer inte att undersökas, vid antagande att de inte behövs för att beräkna de önskade parametrarna. Men om de behöver användas, kommer de att antas med rimliga värden.

För att få fram parametrar för kärnan passas kärnans spektrala energifördelning in i en modell. I arbetet jämförs inte andra modeller för stjärnbildning, utan håller sig helt till den bäst anpassade modellen.

I arbetet kommer inte heller något avstånd att beräknas, ifall avstånd skulle behövas kommer det tas från redan gjorda avståndsberäkningar.

2

Teori

I detta kapitel introduceras de koncept och teorier som behövs för att förstå hur och var massiva stjärnor bildas, samt vetenskapen bakom metoderna som används i arbetet. För läsare som inte har en bakgrund inom astronomi förklaras och illustreras även vanliga begrepp som används kontinuerligt i arbetet.

2.1 Introduktion till astronomi

2.1.1 Avstånd, koordinatsystem och massor

Inom astronomin används det olika typer av mått och koordinatsystem än vad som normalt används på jorden. Detta beror bland annat på att distanser mellan olika objekt är väldigt stora, exempelvis är medeldistansen mellan jorden och solen $\sim 1,5 \times 10^{11}$ m, vilket även är definitionen utav en astronomisk enhet (AU) (5). Ett annat vanligt mått att ange avstånd på är parsek (pc) vilket är lika med 3,26 ljusår eller $3,09 \times 10^{16}$ m. För att få en känsla för storheten parsek kan man tänka på att avståndet till Proxima Centauri, näst närmsta stjärnan till jorden, är ungefär $4,048 \times 10^{16}$ m eller 1,31 pc och avståndet till vår granngalax Andromeda är ungefär $0,74 \times 10^6$ pc. Likt rymdavstånd kan även himlakroppars massor vara stora. Därför har astronomer angivet en standardenhet för massa, solmassa ($M_{\odot} = 1,99 \times 10^{30}$ kg), vilket är definierad efter vår egna sol (5, s. 1).

För att beskriva en himlakropp position på himmelssfären används astronomiska koordinatsystem. Himmelssfären är den sfäriska yta i himmeln som vi ser när vi tittar uppåt. Himmelssfären har även poler och en himmelsekvator, vilken definieras som den cirkulära projektionen av jordens ekvator på himmelssfären (5, s. 6). I detta arbete används två standardsystem för att beskriva astronomiska koordinater, ekvatoriella koordinater och galaktiska koordinater. Ekvatoriella koordinater har som grund himmelsekvatorn och himmelspolerna. Precis som med geografiska koordinater på jorden kan astronomiska koordinatsystem beskrivas med hjälp av latitud, b , longitud, l , och origo. Latitud beskriver den relativa nordliga eller sydliga positionen av ett objekt till origo, medan longitud beskriver dess relativa ostliga eller västliga position. Inom det ekvatoriella koordinatsystemet kallas dock latitud för *deklinations* (DEC) och longitud för *rektascension* (RA). Vanligtvis anges deklination i grader ($^{\circ}$), bågminuter ($'$) och bågsekunder ($''$) och RA i stjärntimmar (h), stjärnminuter (m) och stjärnsekunder (s), där en timme motsvarar den vinkeln himmelssfären har roterat kring polaraxeln under den tiden, det vill säga 15° (5, s. 6). Galaktiska koordinater har som grundplan Vintergatans galaxplan. Latitud

och longitud anges i grader ($^{\circ}$), där longitudens nollpunkt definieras i vår galaktiska mittpunkt (5, s. 7-8).

2.1.2 Magnituder, extinktion och rödfärgning

Inom astrofysik beräknas en stjärnas ljusstyrka med magnituder. Det förekommer två stycken olika magnituder, apparent och absolut. Den apparenta magnituden är den ljusstyrka som en källa har sett från jorden, medan den absoluta magnituden är källans ljusstyrka på ett avstånd av 10 pc ifrån källan samt utan extinktion. Ju lägre värde på magnituden desto ljusstarkare är källan och en källa vars magnitud 0 är 100 gånger så ljusstark som en källa med magnitud 5. Notera att en stjärnas absoluta magnitud är, bland annat, proportionell mot stjärnans flöde och massa. När man observerar stjärnor i teleskop så erhåller man den apparenta magnituden, men det är egentligen den absoluta magnituden som är av intresse, eftersom man utifrån den kan estimeras stjärnans massa. Därmed omvandlar man den apparenta magnituden till absoluta magnitud med följande ekvation

$$M = m - 5 \log \frac{d}{10 \text{ pc}} - A, \quad (1)$$

där m är apparent magnitud, M är absoluta magnitud, d är källans avstånd från jorden och A är den totala extinktionen. En stjärna har generellt en absoluta magnitud mellan -10 och 20, där solen har en absoluta magnitud på 4,8. Stjärnor sänder ut ljus i olika våglängder och kommer därmed att ha olika magnituder beroende på vilken våglängd man observerar i. Det går att utnyttja detta för att uppskatta en stjärnas färg, genom att kolla på dess magnitud i olika våglängder. Ett välanvänt färgindex ges genom att ta skillnaden av dess magnitud i blåa och visuella bandet (B-V), ju större värde på skillnaden desto rödare är stjärnan (5, s. 8-9,158).

I rymden förekommer interstellärt medie, exempelvis ett molekyllärt moln, vilket består av stoft blandat med gas. Stoftpartiklarna absorberar stjärnljus, vilket betyder att stjärnor med mycket interstellärt medie framför sig kommer att se mörkare ut, alltså ha en högre apparent magnitud, än vad de egentligen har. Det är detta som kallas extinktion. Stoftpartiklarnas absorption är även våglängds beroende, där de absorberar kortare våglängder, det vill säga den blåa sidan av färgspektrumet, bättre, vilket gör att stjärnor som utsätts för extinktion även kommer att se rödare ut (5, s.158-159), denna effekt kallas även för rödfärgning.

2.2 IRDC:s och deras miljö

I galaxer är det kallaste och tätaste materialet i form av molekyllära moln som huvudsakligen består av gas och stoft. De tätaste och mest massiva delarna inom molekyllära moln benämns *Infrared Dark Clouds* (IRDCs) (6). IRDCs absorberar mid-infrarött emission i galaktiska bakgrunden och ses som mörka områden, därav namnet (7). De karaktäriseras med en temperatur $< 25 \text{ K}$, densitet $> 10^5 \text{ cm}^{-3}$ och massa från $100M_{\odot}$ upp till tusentals solmassor (8; 9).

Idag vet man att det finns tydliga indikationer att IRDCs är värdar för stjärnbildning med varierande massor. En av anledningarna är att IRDCs har kalla kärnor som består av tät gas och de är det tidigaste observerade stadierna av massiv stjärnbildning. En annan anledning är att IRDCs har tillräckligt med massa för att ge bränsle till bildningen av massiva stjärnor (10).

Trots extensiv ansträngning, vet man fortfarande inte vad som startar stjärnbildningen. Det finns flera föreslagna teorier, där en teori beskriver att tätare delar av molnen kollapsar under sin egen tyngd och en annan som föreslår att kollisioner mellan moln kan trigga igång stjärnbildningen (11; 12). Dessutom finns det en teori om att närliggande explosioner av bildande eller döende stjärnor kan komprimera gasen och bidra till att stjärnbildning uppstår.

Att studera IRDCs kan därmed ge en större inblick om vilka mekanismer som ligger bakom bildningen hos massiva stjärnor och de initiala fysiska förhållanden som krävs för att mekanismen ska uppstå. Dessutom kan man förstå egenskaperna i molekylära moln och nivån av stjärnbildning genom att undersöka gasen i IRDCs.

2.3 Kemiska spårämnen av IRDC-egenskaper

På grund av den mycket låga temperaturen inom ett IRDC är det mesta av gasen i molekylform. Dessutom är en liten andel av molekylerna fastfrusna på ytan av interstellära stoftkorn. Stoftkornen består bland annat av kolväten, kiselföreningar som är täckta av ett lager av is (frusen gas). Isen kan exempelvis vara vattenis och kolmonoxid. Trots att molekylerna är fastfrusna så kan kemiska reaktioner fortfarande ske och bilda komplexa molekyler inom stoftkornen (13).

I gasfasen identifieras molekyler genom att observera emissionslinjerna som motsvarar deras rotationstillstånd. Närvaro av emissionslinjer beror på antal protoner, neutroner och elektroner som påverkar energinivån i en atom. Dessa emissionslinjer uppstår när elektroner hos exciterade molekyler övergår från ett högre till ett lägre energitillstånd. Denna energiövergången leder till att molekylerna emitterar fotoner där emissionslinjerna motsvarar specifika våglängder av ljus i ett spektrum. Dessa energiövergångar är unika hos olika ämnen och används därför som ett fingeravtryck för ämnena. Emissionslinjer är därmed användbart för att spåra atomer och molekyler som är närvarande i stjärnor, gasmoln och galaxer (14).

Fastän molekylära moln består främst av molekylärt väte, H_2 , är de svåra att upptäcka med radio och infraröda observationer på grund av avsaknad av dipolmoment. Istället används oftast den näst vanligaste molekylerna i molekylära moln, kolmonoxid (CO) (15). Varför vanlig kolmonoxid, CO, inte används är för att molekylerna har en hög kolumn densitet och är optiskt tät, vilket gör dem svår att observera. För att undvika problemet används mindre förekommande isotoper av kol eller syre i kolmonoxid, till exempel ^{13}CO eller $C^{18}O$ (16).

Olika molekyler kan användas för att undersöka olika lager inom molekylära moln

och hittills har mer än 200 olika molekyler blivit identifierade (17). Till exempel används vanligtvis N_2H^+ för att spåra och identifiera den tätaste delen inom IRDCs (18). Det är även C^{18}O och N_2H^+ som kommer att användas i detta arbete.

2.4 Teorier om stjärnbildning

En av de stora frågorna om hur massiva stjärnor bildas är hur en himlakropp samlar in, eller ackreterar, stora mängder material från molnet som behövs för att forma en massiv stjärna under den relativt korta perioden vid evolutionsstadierna (19). För nuvarande finns det två föreslagna teorier som förklarar hur massiva stjärnor kan formas i ett moln, kärnackretion och konkurrerande ackretion. Kortfattat skiljer sig dessa teorier åt om hur och när material från det molekylära molnet ackreteras (20; 21).

Kärnackretion (22; 23) kan liknas med en uppskalad version av den processen som beskriver stjärnbildningen hos lågmassiva stjärnor, det vill säga stjärnor vars massa är $0,5M_\odot \lesssim M_* \lesssim 8M_\odot$. Till skillnad från massiva stjärnor är lågmassiva stjärnor välstuderade och det finns en bra uppfattning om hur de bildas (24). Kärnackretionsmodellen menar att gravitationsbundna kärnor i ett molekylärt moln ackreterar material tills de massiva kärnorna kollapsar och bildar en massiv stjärna. Först måste dock tryck, magnetiska krafter och turbulens motverka gravitationskraften och göra det möjligt för kärnan att försätta ackretera material och bli massiv ($\sim 100 - 1000 M_\odot$) (25). Kärnan blir mer och mer massiv och tät tills gravitationen tar över, vilket leder till att kärnan börjar kollapsa och forma en protostjärna, ett tidigt stadie av en stjärna. En protostjärna försätter ackretera material, vilket sker via en så kallad ackretionsdisk, men den skickar även ut material genom bipolära och kollimerade jetstrålar och utflöden (25; 26). Eftersom en massiv protostjärna inte är omgiven av andra stjärnor enligt kärnackretionsmodellen, utsätts den inte för störningar. Därmed förklarar modellen att man kan observera stjärnor med stora ackretionsdisker, raka jetstrålar och utflöden.

Den andra teorin benämns *koncurrerande ackretion* (27; 20). I denna teori börjar processen med en hop av gravitationellt obundna kärnor som har formats på grund av hög turbulens i det molekylära molnet. Varje enskild kärna konkurrerar om det disponibla materialet i molnet. Därmed bildas kärnor av olika massor, där de mest centrala kärnorna i molnet ackreterar mest material både från molnet och från närliggande system. Beroende på hur mycket material en kärna har samlat ihop kollapsar denna kärna till antingen en massiv eller lågmassiv protostjärna. Därmed föreslår konkurrerande ackretion att massiva stjärnor kan födas i stjärnhop med stjärnor av samma ålder med olika massa. Som tidigare nämnt fortsätter en protostjärna att ackretera material via en ackretionsdisk och skicka ut material i form av strålar och utflöden. Eftersom massiva stjärnor föds i stjärnhop enligt konkurrerande ackretion, kommer stjärnornas disk och bipolära strålar att utsättas för störningar på grund av de omgivande stjärnornas disk och utstrålningar (20). Därmed kommer stjärnornas disk vara mindre och jetstrålningarna kaotiska istället för raka.

Ett annat problem med att förstå stjärnbildningen hos massiva stjärnor är det så kallade fragmenteringsproblemet. För stjärnbildningen av lågmassiva stjärnor kollapsar ett tätt gasmoln under sin gravitation när massan överstiger en kritisk gräns, Jeans massan (28). Den optiska tunna gasen värms upp och komprimeras, där värmen avges genom strålning medan temperaturen på gasen förblir konstant. Komprimering av gasen leder till att densiteten ökar och Jeans-massan blir mindre. Detta resulterar i att mindre delar av molnet kan kollapsa och istället för att bilda en massiv stjärna bildas det flera lågmassiva stjärnor.

Konkurrerande ackretionsmodellen har sin styrka i att den förklarar att man ofta observerar massiva stjärnor i stjärnhop av stjärnor av olika massa (20). Däremot kan inte teorin förklara att man även har observerat isolerade massiva stjärnor (29), vilket kärnackretion gör. Problemet med kärnackretion är dock att vid kollapsen av gasmoln blir gasen optiskt tät, där värmen hindras från att strålas ut och temperaturen börjar att öka. Detta resulterar i det så kallade UV-strålningstryckproblemet (30) där Jeans-massan istället blir större och stoppar fragmenteringen. Dessutom stoppas ackretionen för den kollapsade kärnan på grund av det höga strålningstrycket då värmeförlusten inte är lika effektiv längre (31). På grund av fragmenteringen och strålningstryck innebär det att massiva stjärnor, större än $20M_{\odot}$ inte kan bildas med dessa mekanismer (32).

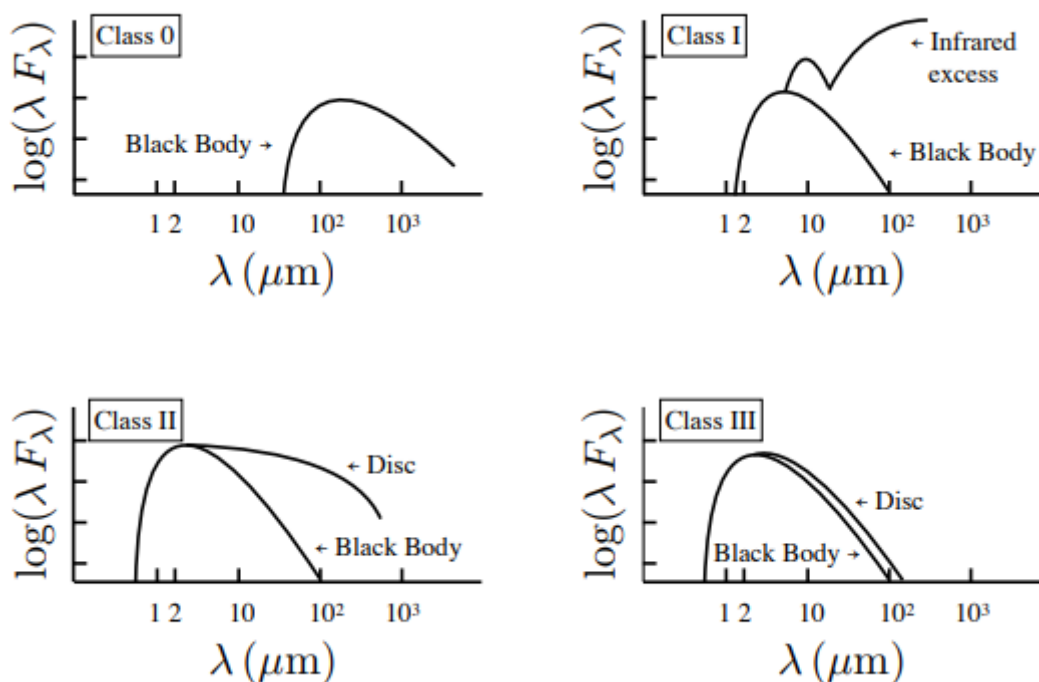
I slutändan kan nuvarande modeller inte förklara att en massiv stjärna möjligtvis kan separeras från sitt stjärnhop. Anledningen till att man inte kan utesluta den ena eller den andra teorin är att båda modellerna erbjuder en förklaring på observerbara företeelser, såsom storleksskillnaden på en massiv protostjärnas ackretionsdisk eller skillnaden på strålarnas utseende. Under antagandet att massiva stjärnor bildas i stjärnhop är deras bildning desto svårare att observera eftersom bildningen av andra stjärnor påverkar den massiva stjärnans omgivning.

2.4.1 IRDC:n G31.98+0.07

I detta arbete kommer det molekylära molnet G31.98+0.07 att undersökas. Detta moln har sedan tidigare studerats av andra rapporter, såsom (33) och (34). Dessa rapporter har uppskattat en distans på 7,07 kpc (34) och 5,5 kpc (33), men i detta arbete kommer vi anta distansen 4,9 kpc (Cosentino et al. i förberedelse). (33) har hittat två stycken klumpomgivningar i molnet, en aktiv och en stilla, som båda identifierats vara värdar till täta kärnor. Den stilla klumpen visar inget tecken på aktiv stjärnbildning, men kan representera ett mycket tidigt stadie av massiv stjärnbildning. Den aktiva klumpen delas in i tre komplex, som vardera visar tecken på massiv stjärnbildning, men i varierande stadier. Utöver detta har även (33) identifierat flera bubbelliknande regioner, som antagits vara gamla H_{II} -regioner, det vill säga regioner av väte som joniserats av tidigare stjärnbildning (5, s. 185). (34) har däremot identifierat 27 stycken olika klumpar i området, varav 9 är stjärnlösa och resterande 18 är associerade med prostjärnor. 23 av dessa klumpar fyller de villkor föreslagna av (35) för massiv stjärnbildning.

2.4.2 Spektral energifördelning och relaterade modeller

Det går att analysera stjärnobjekt med dess spektrala energifördelning, vilket går ut på att plotta stjärnans flöde mot våglängd. Beroende på i vilket steg stjärnan är i sin utveckling kommer den att ge olika fördelningar, se figur 1, och man kan därmed utifrån en sådan fördelning förutsäga stjärnans egenskaper. Utifrån detta har ett modellsystem utvecklats i en serie av artiklar (36; 37; 38; 4), som anpassar modeller efter en källas spektrala energifördelning. Modellerna är baserade på turbulenta akkretionsmodeller (39), som antar att för massiv stjärnbildning är de initiala förhållandena komprimerade, täta och massiva kärnor i en klumpomgivning med hög ytdensitet. Modellerna uppskattar utvecklingen av protostjärnan och dess omgivning med hjälp av den spektrala energifördelningen och beräknar möjliga värden för kärnans massa M_c och klumpomgivningens ytdensitet Σ_{cl} . En tredje parameter, protostjärnans massa M_* , uppskattas sedan utifrån resultaten för M_c och Σ_{cl} . I modellernas nuvarande läge antar M_c ett värde av 10, 20, 30, 40, 50, 60, 80, 100, 120, 160, 200, 240, 320, 400 eller $480M_\odot$ och Σ_{cl} 0,10 gcm^{-2} , 0,32 gcm^{-2} , 1 gcm^{-2} eller 3,2 gcm^{-2} , för totalt 60 möjliga urval. För varje urval antar sedan M_* ett värde på $\frac{1}{2}$, 1, 2, 4, 8, 12, 16, 24, 32, 48, 64, 96, 128 eller $160M_\odot$, vilket ger 432 modeller beroende på olika värden för M_c , Σ_{cl} och M_* , där vissa värden för M_c och Σ_{cl} utesluter värden för M_* . För varje modell anpassas sedan vinkeln som objektet antas observeras ifrån, θ_{view} , som antar 20 olika värden mellan 0-90 för totalt 8640 olika modeller. Även den visuella extinktionen, A_V , uppskattas för att modellernas värde ska bäst passa in med den spektrala energifördelningen som använts för vardera källa (4). A_V och Σ_{cl} är relaterade då klumpomgivningens ytdensitet påverkar hur mycket ljus som absorberas. Flera olika modeller anpassas till varje spektrala energifördelning och deras precision uppskattas med en felfaktor, χ^2 , där ett lågt värde på χ^2 förmedlar en bra anpassad modell. Dessa modeller är välanvända och förekommer i ett flertal rapporter, exempelvis (40; 41), vilket visar på att resultaten är generellt accepterade.



Figur 1: Figuren visar typiska spektrala energifördelningar för stjärnobjekt i olika steg av sin uppväxt, även kallat klasser. Ifall man lyckas få ett stjärnobjekts flöde i olika våglängder kan man alltså utifrån detta uppskatta i vilket fas som stjärnobjektet befinner sig i och därifrån uppskatta stjärnans egenskaper. Hämtat från (42).

2.5 Enskilda objekt som ingår i en stjärnhop

Stjärnhop är definierad som grupper av stjärnor inom ett område som är gravitationsbundna och består av minst tolv stjärnor där området inte är dominerat av mörk materia (43). Under antagandet att alla individuella stjärnor i stjärnhop bildas ifrån samma täta molekyllära moln har de tre gemensamma egenskaper. De har liknande ålder, kemisk sammansättning och avstånd från observatören. Eftersom massiva stjärnor är kortlivade går de igenom evolutionsstadierna mycket fortare än lågmassiva stjärnor. Detta tyder på att i en och samma stjärnhop kan möjligtvis massiva stjärnor redan befinna sig i huvudserien, medan lågmassiva stjärnor fortfarande inte har nått huvudserien. På så sätt kan man se flera steg av stjärnbildningen i samma hop och därför är stjärnhop ideellt för undersökning av evolutionsstadier (44).

Ett sätt att undersöka egenskaper hos en stjärnhop är att använda sig av färg-magnituddiagram. Färg-magnituddiagram är ett diagram som visar relationen mellan stjärnors absoluta magnituder och färgindex. Olika massa hos stjärnorna påverkar hur länge stjärnan lever och vilken process den kommer undergå i slutet av dess utvecklingsstadium. Annars genomgår en stjärna under majoriteten av sitt liv en långsam förbränning av väte och befinner sig i ett balanserat tillstånd som kal-

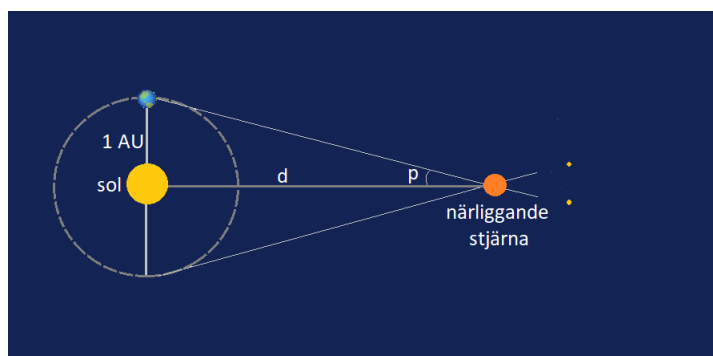
las för hydrostatisk jämvikt. Detta leder till att stjärnorna visas som koncentrerade punkter över ett diagonalt band som sträcker sig från den övre vänstra delen till den nedre högra delen i diagrammet (45). Detta diagonala bandet kallas för stjärnans huvudserie. När stjärnan börjar ta slut på väte så kommer det yttre lagret att svalnas, stjärnan bli rödare, expanderar och blir ljusare. Därmed avslutas huvudserien, stjärnan rör sig istället mot det övre högra hörnet i diagrammet och övergår till en röd jätte.

Astrometri är en gren inom astronomi som bland annat beskriver stjärnors egenrörelser och avstånd. En stjärnas egenrörelse är hastigheten som stjärnan rör sig i, vinkelrätt mot synvinkeln och mäts i bågsekunder per år. Egenrörelse mäts med avseende på stjärnor som ligger avlägsna i bakgrunden och uppskattas vanligen med hjälp av bilder vid olika tidpunkter. Desto flera års mellanrum mellan bilderna, desto mer tillförlitlig blir mätningen (46). Stjärnors egenrörelse kan användas för att identifiera stjärnhop där stjärnorna som tillhör hopet tenderar att ha en liknande egenrörelse och avstånd (47).

För att mäta avståndet mellan närliggande stjärnor används parallax. Under jordens omloppsbanan används två observationer med ett halvårs mellanrum, där jorden befinner sig på motsatta sidor om solen. Detta görs för att se hur närliggande stjärnor rör sig relativt mot dess bakgrund. Stjärnor i bakgrunden anses vara fixerade eftersom de befinner sig längre ifrån och rör sig relativt lite jämfört med den närliggande stjärnan. Vinkelskillnaden mellan de två observationer till en närliggande stjärna kallas för parallaxvinkeln. Avståndet beräknas fram genom

$$d = \frac{1 \text{ AU}}{p}, \quad (2)$$

där d betecknar avståndet och p är parallaxvinkeln. Avståndet mäts i parsek och parallaxvinkeln i bågsekunder (48). Ju mindre vinkel, desto längre bort befinner sig stjärnan. Tvärtom leder en större vinkel till att stjärnan befinner sig närmare observatören. För att förtydliga hur parallax fungerar, illustreras det nedan.



Figur 2: Figuren beskriver hur parallax fungerar med ekvation 2.

Dock ger observeringsmätningar inte exakta värden vilket leder till att parallax skapar osäkerheter i avståndsberäkningen. Därför krävs det mer avancerade, statistiska metoder för att få mer exakta avstånd.

2.5.1 PARSEC evolution tracks

PARSEC (PAдова & TRIeste Stellar Evolution Code) är ett verktyg som kan förutse vart i ett färg-magnituddiagram en stjärna borde befinna sig baserat bland annat på dess massa och ålder (49). Verktöget fungerar på så sätt att en användare kan ange vilket tidsintervall som är av intresse och får därefter ett dataset med stjärnors egenskaper såsom massa, temperatur, ålder, magnitud, absoluta magnitud och kemisk sammansättning för det valda tidsintervall. Egenskaper som magnitud och färg har observerats direkt med teleskop, medan andra egenskaper har tagits fram genom kända astrofysiska egenskaper som delvis har tagits upp tidigare i denna rapport. PARSEC genererar även sitt data genom att interpolera i områden där det i dag saknas observerad data.

Genom att sedan plotta upp datan för alla stjärnor med samma massa, fås en linje i ett HR-diagram. Denna kombination visar hur en stjärna eventuellt kommer att utvecklas så länge som dess massa anses vara konstant, linjen kallas även för konstant masslinje. På samma sätt kan en så kallad isokron, vilket är en linje där åldern hålls fixerad, plottas ut i samma HR-diagram för att estimeras hur gammal en potentiell stjärna kan vara. Om dessa två linjer korsar varandra vet vi att en stjärna vid den punkten har just den åldern och massan. Detta används ofta när astronomer vill approximeras ålder och massa hos en stjärna där endast dess färg till exempel (B-V) och absoluta magnitud är kända.

Det finns flera olika bidragande faktorer till vilken massa, temperatur och luminositet en stjärna kan ha. Luminositet är ett mått på hur ljusstark en himlakropp är. En av de bidragande faktorerna är stjärnans metallicitet, Z , det vill säga dess massfraktion av element tyngre än väte och helium som finns inuti stjärnan (50). Metalliciteten beräknas genom

$$X + Y + Z = 1, \quad (3)$$

där X är massfraktionen väte, Y är massfraktionen helium (51). Solen i vårt solsystem har ett approximerat värde på $Z_{\odot} = 0,0015$, PARSEC använder ett värde på $0,001 < Z < 0,04$. Ett högre värde på Z gör att stjärnan skiftar färg mot rött eftersom de tyngre metallerna kan absorbera UV-strålning (51). Metallerna i en stjärna skapas genom olika nukleära reaktioner beroende på var stjärnan är i sin livscykel, dessa är bland annat p-p reaktioner där två väte går samman och skapar en helium eller genom CNO cykel där kol bildar natrium som bildar syre och sedan återigen går tillbaka till kol, men samtidigt skapas en heliummolekyl. Tyngre molekyler upp till järn skapas på samma sätt genom liknande reaktioner.

När dessa reaktioner sker, friges energi vilket medför att stjärnans massa kommer gradvis att minska. Detta gör att åldern hos en stjärna kan beräknas genom att veta hur stor massförlusten, \dot{M} , är över tid.

\dot{M} som funktion utav tid och metalliciteten beräknas ut genom olika formler beroende på vilken fas stjärnan är i. För stjärnor som klassificeras som blå superjättar, det vill säga stjärnor vars temperaturer är större eller lika med 12000 K, samt en

luminositet på flera tio tusentals gånger solens (52). Massförlusten för denna typ utav stjärna beräknas med följande formel

$$\dot{M}_* \propto \left(\frac{Z}{Z_\odot}\right)^\alpha M_\odot/\text{år}, \quad (4)$$

där α är en konstant och sätts ofta till 0,85 (50). Därmed, om man vet en stjärnas initiala massa samt dess metallicitet, kan dess ålder även bestämmas.

För extremt ljusstarka stjärnor som klassificeras som WNL som är en subgrupp utav Wolf-Rayet stjärnor (53), används istället ekvation

$$\dot{M}_* \propto \left(\frac{Z}{0,02}\right)^\alpha, \quad (5)$$

där α kan anta värden i intervallet $0 < \alpha \leq 0,8$ (50).

Metoden kan sedan beräkna fram temperaturen och luminositeten beroende på vilka variabler som är kända. Om massan är given alternativt beräknad, kan sedan luminositet beräknas genom mass-luminositet relationen som lyder

$$\frac{L}{L_\odot} = C \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right)^\alpha, \quad (6)$$

där α tar värden mellan $1 < \alpha < 6$, samt där C är en konstant som approximeras beroende på vilket intervall som stjärnan ligger inom (54; 55). Exempelvis för stjärnor med massor mellan $2M_\odot < M_* < 55M_\odot$ är $\alpha \approx 3,5$ och C är $\approx 1,4$.

Metoden kan sedan beräkna fram temperaturen och luminositet beroende på vilka variabler som är kända, där mer avancerade metoder så som att användningen utav Eddington spridningsteori som gäller för stjärnor med $M_* > 55M_\odot$ med formel

$$\Gamma_e = \frac{L\kappa_{es}}{4\pi cGM_*} = 1, \quad (7)$$

Genom att använda $\kappa_{es} = \frac{\sigma_t}{m_p}$ där σ_t är Thomsonspridning och m_p är massan utav en proton, kan ekvationen skrivas om till

$$L_E = \frac{4\pi GM_* m_p c}{\sigma_T} = 3.2 \times 10^4 \left(\frac{M_*}{M_\odot}\right) L_\odot, \quad (8)$$

som säger hur hög luminositet en stjärna kan anta, detta kallas även för Eddington luminositet.

Från en känd luminositet kan stjärnans temperatur beräknas eftersom denna kan behandlas som en svartkropp. Temperaturen kan därför approximeras med Stefan Boltzmans lag med relationen $L = T^4$. När luminositet och temperatur är estimerade, kan magnituden för olika färgband beräknas genom redan framtagna tabeller som beskrivs mer i (56; 57; 58; 59). Tabellerna togs fram genom spektral analys av

stjärnor som redan har observerats av (60; 61; 62; 63). För temperaturen mellan 4000 och 50000 K, har färgbanden med respektive magnitud skapats med användning utav ATLAS9 (60). Därmed kan stjärnutvecklingsmodeller i specifika fotometrisk band jämföras med stjärnor som har observerats i dessa band, vilket möjliggör estimationen av en stjärnornas massa och ålder.

3

Material och metod

I detta kapitel presenteras arbetsprocessen och vilka metoder som användes för att få de resultat som redovisas i detta arbete. Här introduceras även de mjukvaror och den data som har använts.

3.1 Observationer

Datan inom astronomi kommer från observationer utförda med teleskop. Experimenten som görs i denna rapport bygger också på tidigare observationer. I det följande kapitlet visas de teleskop och de observationer som har använts för data i detta arbete.

3.1.1 IRAM-teleskopet

Institut de Radioastronomie Millimétrique (IRAM) 30-meter teleskopet är ett radio-teleskop lokaliserat i Sierra Nevada i Spanien på berget Pico Veleta (64). Observerad data från detta teleskop har använts i denna studie. IRAM tillhör en typ av radioteleskop som endast har en antenn, på engelska kallas dessa teleskop *Single-Dish Radio Telescope* eller förkortat SDRT. Varje uppsättning av teleskop är unik därför att varje teleskop har en unik vinkelupplösning. Vinkelupplösningen som vanligtvis betecknas med θ , för ett teleskop eller en uppsättning av teleskop, är ett värde på precisionen för bilderna som kan konstrueras från teleskopet. Ju lägre vinkelupplösning, desto bättre upplösning på bilden. Därmed är vinkelupplösningen en väldigt viktig egenskap för ett teleskop. Specifikt för IRAM-teleskopet beräknas vinkelupplösningen med följande formel (64)

$$\theta = \frac{2460}{\nu}, \quad (9)$$

där ν betecknar frekvensen. Den vanliga enheten för vinkelupplösningen är bågsekunder, för att få det enligt denna ekvation måste frekvensen ha enheten GHz. I detta projekt användes IRAM data för de mätningar av molekylerna kolmonoxid $C^{18}O$ och diazenylium N_2H^+ , vilka gjordes med frekvenserna 239 respektive 112 GHz. Frekvenserna motsvarar emissioner för specifika rotationsövergångar, övergången för kolmonoxid motsvarar $J = 2 - 1$ medan för diazenylium var det övergången mellan $J = 1 - 0$. Vinkelupplösningarna blir då med ekvation (9), cirka $10,3''$ respektive $22,0''$.

3.1.2 ALMA: Uppsättning av teleskop

Till skillnad från IRAM-teleskopet har *Atacama Large Millimeter Array* (ALMA) en uppsättning av 66 teleskop. Denna uppsättning består av 54 12-meter teleskop och 12 7-meter teleskop (65). Därifrån grupperas teleskopen in i 3 baskonfigurationer, 50 av de 54 12-meter teleskopen ingår i den primära uppsättningen av ALMA, 4 av de 54 12-meter teleskopen används för en konfiguration med den högsta vinkelupplösningen av ALMA-konfigurationerna och de 12 7-meter teleskopen skapar konfigurationen *Atacama Compact Array* (ACA). Dessa konfigurationer är inte statiska utan kan flyttas runt så att teleskopen ställs på önskad plats. Exempelvis kan ett godtyckligt antal teleskop av de 50 teleskopen i den primära uppsättningen kombineras och placeras på många olika sätt. I detta arbete användes 2 olika konfigurationer från den primära uppsättningen av ALMA. De använda konfigurationerna benämns kompakt (C36-2, C) med vinkelupplösningen $\sim 0,75''$ respektive utspridd (C36-5, E) med vinkelupplösningen $\sim 0,2''$. Datan från dessa konfigurationer var samma data som kom från observationerna som beskrivs i (66), men för kontinuum-emissionen av IRDC:t G31.98+0.07. Sammanfattningen av ALMA-observationerna för G31.98+0.07 är presenterade i tabell 1.

Tabell 1: Sammanfattning av ALMA-observationerna för G31.98+0.07.

Start av obs.	Obs. tid (min.)	Konfig.	Använda teleskop	Längder på baslinjer (m)	Genomsnitts-intervall (sek.)	MRS (")	Lobbredd (")
2016-04-04 07:36:04,4	12,3	C (C36-2)	41	14,7-376,9	6,05	11,0	0,749×0,844
2016-09-11 02:45:50,2	16,2	E (C36-5)	37	47,9-1396	6,05	3,40	0,180×0,206

Längderna på baslinjerna som presenteras i tabell 1 varierar mellan den maximala respektive minimala baslinjen. MRS, på engelska *maximum recoverable scale* kallas maximal detekterbar vinkelstorlek som beräknas genom en variant av Rayleighs definition, se ekvation (10), där D ersätts med värdet för den minimala baslinjen.

3.1.3 IR-teleskop

Infraröda (IR) teleskop, användes också i detta projekt. De IR-teleskop som används i detta arbete är Spitzer, *Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy* (SOFIA) och Herschel.

IR-teleskopens vinkelupplösning, θ , beräknas med Rayleighs definition

$$\theta \approx 1,22 \frac{\lambda}{D}, \quad (10)$$

där λ är våglängden som teleskopen observerar i och D är diametern på teleskopet. Eftersom vinkelupplösningen fås i radianer från denna ekvation, omvandlas enheten till bågsekunder via följande relation, $1 \text{ rad} = 206264,5''$ (67).

En variant av Rayleighs definition för vinkelupplösningen, θ , kan användas för att beräkna storleken på det observerade objektet. Storleken, D beräknas genom

$$\theta \approx \frac{D}{d} \Leftrightarrow D \approx \theta \times d \quad (11)$$

där d är, som i Rayleighs definition, avståndet till det observerade objektet. När D anges i AU enges vinkelupplösningen i bågsekunder och avståndet till objektet i parsek.

3.1.3.1 Spitzer

Spitzer är ett rymdteleskop som sköts upp 2003 och kretsar runt solen i en liknande omloppsbanan som jorden. Spitzers primära spegel har en diameter på 85 cm och observerar med hjälp av tre olika instrument, men i detta arbete utnyttjades endast *Infrared Array Camera* (IRAC), som består av fyra kanaler som observerar i våglängderna 3,6 μm , 4,5 μm , 5,6 μm och 8,0 μm (68). Vinkelupplösningarna beräknades för respektive våglängd, med ekvation (10), till; $\theta \approx 1,07''$, $1,33''$, $1,66''$ och $2,37''$. Datan som använts i arbetet kommer ifrån Spitzer dess databas (69) och datans observationer gjordes mellan oktober och november 2012. Spitzer-undersökningen *Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire* (GLIMPSE) användes också för att validera de identifierade källorna med Spitzer-teleskopet.

3.1.3.2 SOFIA

SOFIA är som namnet antyder, ett teleskop som observerar ifrån stratosfären i altituder på runt 12 kilometer. Teleskopet är ombord ett modifierat Boeing 747SP flygplan för att observera med en spegel med 2,5 meter i diameter. På grund av den höga höjden undviker teleskopet nästan all vattenånga i jordens atmosfär, som annars gör det mycket svårt att observera i infrarött från jorden. SOFIA består av sex olika instrument och i detta arbete utnyttjas exklusivt *Faint Object Infrared Camera for the SOFIA Telescope* (FORCAST), som observerat i våglängderna 7,7 μm , 19,7 μm , 31,5 μm och 37,1 μm (70). Vinkelupplösningarna beräknades på samma sätt som för Spitzer till; $\theta \approx 0,78''$, $1,98''$, $3,17''$ och $3,73''$. Datan från SOFIA har hämtats från SOFIAs databas (71) och observationerna för datan skedde i augusti 2018.

3.1.3.3 Herschel

Herschel är ytterligare ett infrarött rymdteleskop och kretsar kring solen ifrån den andra lagrangepunkten, som ligger ungefär 1,5 miljoner kilometer längre ut än jorden. Herschel har en primär spegel med 3,5 meter i diameter och består av tre olika instrument. I detta arbete används data samlat ifrån instrumenten *Photodetecting Array Camera and Spectrometer* (PACS) och *Spectral and Photometric Imaging Receiver* (SPIRE) i våglängderna 70 μm , 160 μm , 250 μm , 350 μm och 500 μm (72), som har hämtats ifrån Herschels databas (73) och observationerna gjordes mellan oktober 2009-2011. På samma sätt som vinkelupplösningarna beräknades för Spitzer och SOFIA teleskopen beräknades de för Herschel-teleskopet. Vinkelupplösningarna blev; $\theta \approx 5,03''$, $11,50''$, $17,97''$, $25,16''$ och $35,95''$.

3.1.4 Rymdteleskopet Gaia

Teleskopet Gaia lanserades 2013 och förväntas att operera ända tills 2025. Gaia ligger, liksom Herschel, i den andra lagrangepunkten. Teleskopets uppgift är att samla in data från objekt med en apparent magnitud på 20 eller ljusare i ett brett band mellan 330 - 1050 nm, som kallas Gaia G-Band. Gaias fotometri består även av BP- och RP-band, som omfattar våglängderna 330 - 680 nm, det vill säga blåa delen av färgspektrumet, respektive 640 - 1050 nm, det vill säga röda delen av färgspektrumet, (74). Datan som Gaia samlat på sig släpps ut i omgångar och hittills har tre stycken sådana utsläpp gjorts, varav varje nytt utsläpp ger mer och bättre information (75). I detta arbete kommer data ifrån tredje, alltså det senaste, utsläppet att utnyttjas, vilket släppts som en databas. Ytterligare databaser som kommer att användas är distanskomplement, *gaiadr3_complements*, som är baserade på (76), och Starhorse, *gaiadr3_contrib*, som baseras på (77).

3.1.5 Dataformat

Den observerade datan för IRAM, ALMA och IR-teleskopen kom i formen av FITS-filer (78). En FITS-fil är en datakub med tre dimensioner varav två av dessa visar koordinater och den tredje visar antingen ett hastighetsspektrum eller flödesintensitet. För IRAM-teleskopet var tredje dimensionen ett hastighetsspektrum och för ALMA och IR-teleskopen var det flödesintensitet. Då den tredje dimensionen är flödesintensitet kan detta formatet utnyttjas för att framställa en bild med koordinaterna i x- och y-axel och en färgkarta, som visar olika färg beroende på flödesintensitetens storlek i varje koordinat. En sådan bild framställdes ofta med hjälp av programmet SAOImageDS9 (DS9) och Python, där DS9 oftast användes för att få en överblick över datan och sedan användes Python för djupare analys. Datan ifrån Gaia sparas istället som tabeller, som kan navigeras och extraheras med hjälp av TOPCAT.

3.2 Infraröd analys, identifiering av lovande källor och deras spektrala energifördelning.

Det molekylära molnet analyserades med hjälp av data ifrån IR-teleskopen Spitzer, SOFIA och Herschel. Med hjälp av DS9 identifierades potentiella källor med utgångspunkt i datan för Herschel 70 μm , eftersom flödet förväntas vara som högst i 70 μm . Analysen begränsades till de källor som är inom en cirkel med 600 bågsekunders radie, som motsvarar en radie på 14,3 pc enligt ekvation (11), och mittpunkt i RA = 18h49m37,0520s, Dec = -00°46'50,150", vilket uppskattats vara molnets mittpunkt. Källorna identifieras genom att leta efter positioner med ett högt flöde, som inom astronomi mäts i enheten Jansky (Jy) (79), gentemot omgivningen. De valda källorna presenteras i figur 3.

Python och paketet *sedcreator* användes sedan för att göra ytterligare analys av datan. Källornas flöde beräknades för samtliga våglängder, som nämns i kapitel 3.1.3. Detta gjordes genom att uppskattningsvis, i bilden för Herschel 70 μm , kapsla in källorna i en cirkel och sedan beräkna flödet i denna cirkel med inbyggd funktion

av paketet `sedcreator`. Cirkelns radie bestämdes genom att successivt öka radien med 30% tills dess att ett steg inte ökade det totala flödet med mer än 10%. Denna metod fungerar väl för isolerade källor, men kan bli problematisk när det finns flera källor nära varandra. För de källor som inte var isolerade justerades villkoret för cirkeln, exempelvis genom att endast öka radien med 20% per steg.

I cirkeln förekom dock även ett bakgrundsflöde som inte hade med källorna att göra. Bakgrundsflödet uppskattades genom att göra en till cirkel med dubbelt så stor radie och beräkna medelvärdesflödet per areaenhet i området mellan cirklarna, sedan multiplicerades detta värde med arean av den första cirkeln för att få ut det totala bakgrundsflödet i cirkeln. Bakgrundsflödet subtraherades sedan med det tidigare beräknade flödet för att få ett slutgiltigt flöde som användes för att göra en spektral energifördelning på källan. Denna fördelningen passades sedan in i modeller enligt (4), som förutsäger viktiga egenskaper hos källan, främst kärnans massa, ytensiteten hos klumpomgivningen och stjärnans massa, se tabell 3 för resultat.

3.3 Gasfördelningen i ett IRDC

I det molekylära molnet G31.98+0.07 undersöktes kärnor genom att analysera emissionslinjerna av två olika molekyler i molnet, $C^{18}O$ och N_2H^+ . Detta arbete utnyttjar emissionslinjerna från rotationsövergångarna för $C^{18}O$ ($J=2-1$) och N_2H^+ ($J=1-0$). Datan för respektive molekyl kom från observationer gjorda med IRAM-teleskopet.

Kolmonoxidens data innehöll tre dimensioner där två dimensioner visar koordinater och tredje dimensionen visar ett hastighetsspektrum för varje koordinat. Genom att ta det genomsnittliga värdet för varje pixel plottades det genomsnittliga hastighet- och intensitetsspektrumet för $C^{18}O$ -gasen i Python, där en tydlig topp kunde identifieras. Bruset beräknades genom att isolera toppen och sedan ta det kvadratiske medelvärdet (RMS) för resterande delar av spektrumet. Det beräknade RMS-värdet plottades sedan som en horisontell linje över spektrumet, se figur 5. Skärningspunkterna mellan spektrumet och RMS-värdets horisontella linje användes som yttre gränser för att beräkna gasens centralhastighet, v_c , enligt följande ekvation

$$v_c = \frac{\sum_i^n I_i v_i}{\sum_i^n I_i}, \quad (12)$$

där I_i och v_i är intensiteten och hastigheten av $C^{18}O$, uttryckt i Kelvin respektive km/s. Samma skärningspunkt utnyttjades sedan som integrationsgränser för att beräkna toppens area, det vill säga den totala integrerade intensiteten. Denna integration utfördes för samtliga koordinater och den beräknade intensiteten för varje koordinat plottades i en karta över integrerad intensitet som visar $C^{18}O$ -molnets molekylensitetsfördelning, se figur 7.

Kartan över integrerad emissionsintensitet användes sedan för att identifiera kärnor i det molekylära molnet, där potentiella kärnor förekommer vid hög intensitet. Därmed beräknades positioner på kartan med högst intensitet i Python och listades

i en tabell med tillhörande koordinater i ekvatoriella koordinater och galaktiska koordinater, se tabell 4.

Med en strålstorlek på fyra pixlar togs hastighet- och intensitetsspektrum fram för de potentiella kärnornas koordinater för att identifiera topparnas integrationsområde. För varje kärna och tillhörande spektrum isolerades toppen för att beräkna spektrumets RMS. Efter att ha tagit fram varje kärnas RMS-värde, beräknades medelvärdet och dess area. Arean på RMS-medelvärdet användes sedan som utgångspunkt för att ta fram intensitetens konturplot. Konturerna plottades på den brusreducerade kartan över integrerad intensitet.

En karta över integrerad intensitet för molnet av N_2H^+ togs fram på samma sätt som för kolmonoxidatan, dock med ett undantag. Eftersom övergångsenergin från N_2H^+ från första exciterade tillståndet (1) till grundtillstånd (0) har undernivåer resulterar det i att diazenhylumens hastighet- och intensitetsspektrum har flera toppar. Eftersom diazenhylumens första topp kräver högre energi för att exciteras och är därmed optiskt tunn, gjordes integrationen på denna topp. De identifierade kärnorna från C^{18}O -molnet plottades sedan över båda kartorna med respektive hastighet- och intensitetsspektrum. Resultat redovisas i figurerna 7 och 8.

Med denna datan var det möjligt att identifiera kärnorna, men den begränsade upplösning av IRAM-teleskopet utesluter vidare analys. Istället utnyttjades data ifrån ALMA-teleskopet som erbjuder en mycket bättre upplösning, vilket ger en möjlighet för att analysera en specifik kärna mer noggrant. Istället för emissionslinjer, som IRAM utnyttjade, utgår ALMA ifrån kontinuum-emissionen.

För att få en överblick av ALMA-datan utnyttjades programmet DS9 för att lokalisera kärnan och uppskatta dess koordinater. Koordinaterna jämfördes sedan med de tidigare identifierade kärnornas koordinater för att undersöka vilken av kärnorna som observerats med ALMA.

Flödet av kontinuum-emissionen för kärnan beräknades genom att kapsla in den i en cirkel och sedan beräkna totala flödet i denna cirkel. Cirkelarnas radie varierade mellan datan för den kompakta och utspridda uppsättningen, där radien var 1 bågsekund för den kompakta och 0.5 bågsekunder för utspridda. Radien bestämdes utifrån upplösningen som datan observerats med. Det totala flödet i cirkeln beräknas med hjälp av Pythonpaketet `sedcreator`.

Det beräknade flödet användes sedan för att uppskatta kärnans massa. Enligt (80) estimeras massan enligt följande ekvation

$$M_c = \frac{F_\nu d^2}{\kappa_\nu \cdot B_\nu(T)}, \quad (13)$$

där F_ν är flödet, d är avståndet till det observerade objektet, κ_ν är opaciteten med förhållandet mellan gas och stoft samt $B_\nu(T)$ är Plancks fördelningsfunktion. Indexen ν indikerar ett beroende på frekvensen. Plancks fördelningsfunktion, i termer av

frekvensen

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}, \quad (14)$$

där ν betecknar frekvensen, c är ljushastigheten, k_B är Boltzmanns konstant, h är Plancks konstant och T är temperaturen. Frekvensen som användes var ungefär $\nu \approx 225$ GHz och togs fram via FITS-filerna för ALMA-teleskopet i Python. Värdet på den använda opaciteten var, $\kappa_\nu = 0,00899 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$ (80) och temperaturen, som Plancks funktion är beroende av, ansattes till 20 K, 50 K, 100 K och 200 K.

En konturplot över kärnan gjordes sedan genom att uppskatta bruset i den observerade datan. Datat öppnades och behandlades med hjälp av DS9. I detta program visualiseras datan med koordinater i x- och y-axel, samt en färgkarta för flödet. Fyra cirklar placerades vid positioner där det endast förekommer brus, alltså positioner utan några utstående källor. Med hjälp av en inbyggd funktion i DS9 beräknades sedan RMS-värdet för vardera cirkel. Medelvärdet av cirklarnas RMS användes sedan som bakgrundsbrus för datan. Konturerna i konturploten bestämdes sedan utifrån det beräknade bakgrundsbruset.

3.4 Matchning med Gaia och isokronmodeller

Genom att utnyttja data från Gaia-teleskopet kunde ytterligare analys göras på de potentiella stjärnor som identifierats i den infraröda analysen, i detta fall främst undersökning av egenrörelse, magnitud och ålder. Programmet TOPCAT användes för att få tillgång till Gaias data, som sparats ned i databaser.

För att få data för de identifierade stjärnorna användes deras koordinater för att matcha dem med källor ifrån det tredje utsläppet av Gaia. Notera att matchningen endast gjordes med koordinater men andra relevanta faktorer, såsom distans, togs det inte hänsyn till. Utifrån de bäst matchade källorna extraherades sedan data som Gaia har för vardera källa, vilket inkluderar parametrar såsom apparent magnitud, egenrörelse och ett unikt ID. För att få tillgång på en uppskattad distans utnyttjades källornas unika ID för att para dem med databasen *gaiadr3_complements*, som innehåller distansberäkningar för källor observerade med Gaia (76). För att undersöka ifall stjärnorna hör ihop användes deras egenrörelse och distans, eftersom stjärnor som föds i en stjärnhop tenderar att ha liknande egenrörelse, distans och ålder.

Även stjärnornas absoluta magnitud i Gaias G-band var av intresse, men för att göra en uppskattning av denna behövs även deras extinktion. Databasen Gaia Starhorse, baserad på (77), har gjort uppskattningar för extinktionen hos många av Gaias observerade källor, men ingen av de identifierade stjärnorna kunde matchas med källor i denna databas. Istället uppskattades stjärnornas extinktion genom att samla alla Gaiakällor inom en viss radie, med avseende på koordinater, och distans till vardera stjärna och sedan ta medelvärdet av alla källorna som har en beräknad extinktion. Radien och distansen bestämdes genom att balansera antalet källor

och områdets storlek, där ett flertal antal källor och ett litet område är önskvärt. Tillsammans med tidigare beräknad distans och apparenta magnitud kunde sedan extinktionen användas för att beräkna stjärnornas absoluta magnitud enligt ekvation (1). Stjärnornas absoluta magnitud i Gaias BP- och RP-band beräknades analogt med metoden ovan och deras magnitudskillnad, $BP_{\text{mag}} - RP_{\text{mag}}$, användes sedan som färgindex. Ett färg-magnituddiagram framställdes sedan med G-bandets absoluta magnitud i y-axeln och färgindexet i x-axeln.

För att kunna dra en slutsats om stjärnornas ålder och massa behövdes även isokroner och konstanta masslinjer att konstrueras. Detta gjordes genom användandet av PARSEC-modeller som genererar ut ett dataset för ett givet tids spann och steglängd av stjärnors ålder. I datasetet förekommer en mängd olika massor och åldrar för stjärnor och utifrån dessa så förutsägs deras absoluta magnitud i olika band. Färg-magnitudsdiagrammet kompletterades genom att plotta modellens absoluta magnituder för stjärnor vid varierande ålder och konstanta massor och sedan för varierande massor och konstanta åldrar. De linjer med konstant ålder kallas isokroner och går oftast diagonalt nedåt mot höger medan linjerna för konstant massa går diagonalt uppåt mot höger i färg-magnitudsdiagrammet. Ifall stjärnan ligger i skärningspunkten av en linje med en konstant massa och en linje med en konstant ålder går det anta att stjärnan har just den massan och åldern. Ifall inga isokroner korsar stjärnan så kan tids spannet ökas och steglängden minskas i PARSEC modellen för att få ut ett nytt dataset, som förhoppningsvis passar bättre.

Det molekylära molnet uppskattas ligga på ett avstånd 4900 pc ifrån jorden (Cosentino et al. i förberedelse). På grund av det stora avståndet förväntades distans- och extinktionsberäkningarna att ha relativt stora fel. På grund av de stora felen förväntades även resultaten att vara väldigt opålitliga. För jämförelse applicerades även samma metod på källor i *Herschel Orion Protostar Survey* (HOPS), baserade på resultat från artikeln (81), vars data erhöles från hemsidan Vizier (82). Dessa källor ligger mycket närmre jorden, ~ 420 pc (81), gentemot detta arbetets identifierade stjärnor och har därmed större chans till en mer noggrann beräkning av distans, som bidrar till bättre resultat.

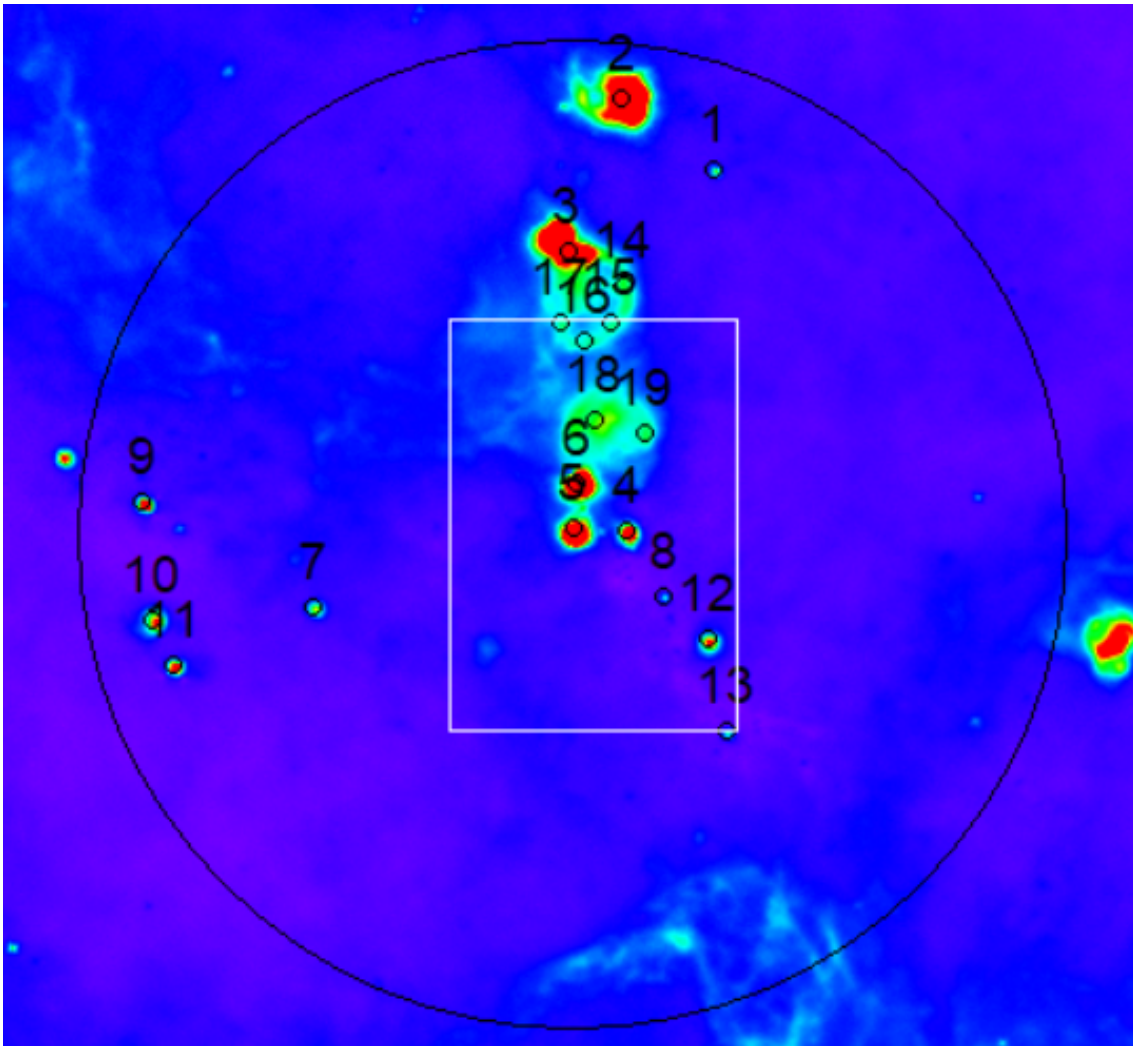
4

Resultat

Resultaten från analyserna sammanställs i den ordningen som beskrivs i föregående kapitel. I mån av plats redovisas sekundära resultat som kan finnas relevanta i Appendix.

4.1 Identifiering av källor och deras spektrala energifördelning

I bilden för Herschel $70\ \mu\text{m}$ hittades till en början 19 olika källor, se figur 3, men av dessa 19 ansågs källorna 14 - 19 inte vara potentiella stjärnor och är istället en del av en H_{II}-regions bubbla, se figur 33 i appendix. Källa 4 - 6 är de enda källorna som fanns i teleskopet SOFIA:s data. Därmed kommer största fokuset vara på dem, eftersom de har mest datapunkter och således ett bättre resultat. Resultaten för övriga källor (1 - 3, 7 - 13) kan hittas i appendix, där kapitel B visar deras spektrala energifördelning och kapitel A visar deras flöde och uppskattade parametrar enligt den bäst anpassade modellen.



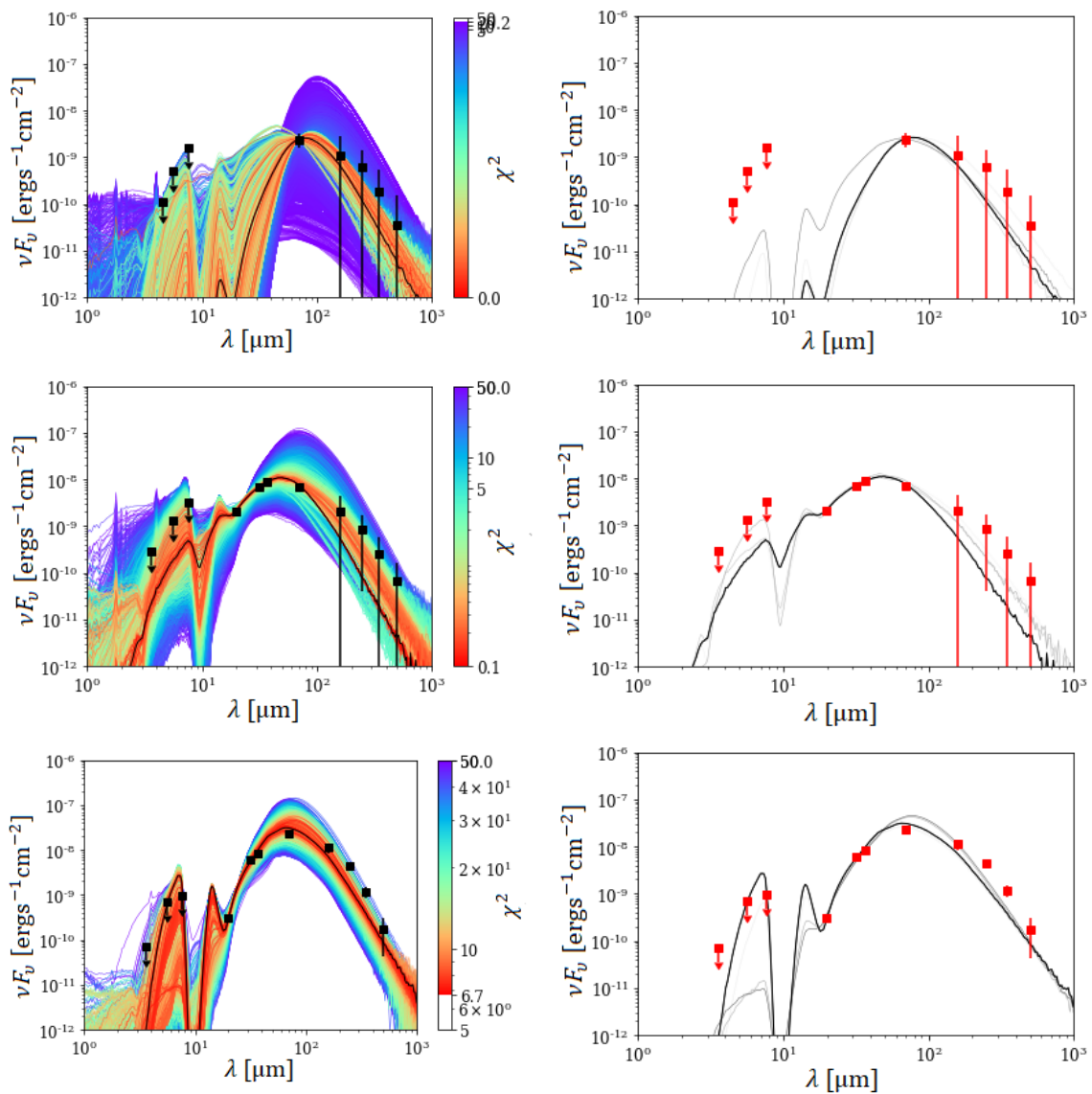
Figur 3: Bild från programmet SAOImageDS9 för data taget med Herschelteleskopet med en våglängd på $70 \mu\text{m}$. De 19 identifierade källorna som hittades har ringats in och numrerats. Den stora ringen symboliserar det område som analysen begränsade sig till. Den vita boxen visar approximativt det område som senare används för att identifiera tre kärnor i det molekylära molnet, som sammanfaller med källa 4, 5, 6 i denna bild.

Det beräknade flödet för vardera källa och våglängd visas i tabell 2 och källornas spektrala energifördelning utifrån värdena i tabellen visas i figur 4 för källa 4, 5 och 6.

4. Resultat

Tabell 2: Källornas beräknade flöde för varje våglängd. Dessa värden utnyttjas för att göra spektrala energifördelningar för källorna.

Våglängder (μm)	Flöde Källa 4 (Jy)	Flöde Källa 5 (Jy)	Flöde Källa 6 (Jy)
3,6	...	$3,426 \times 10^{-1}$	$8,662 \times 10^{-2}$
4,5	$1,670 \times 10^{-1}$
5,6	$9,520 \times 10^{-1}$	2,459	1,295
7,7	4,009	8,510	2,501
8,0
19,7	...	$1,389 \times 10^1$	1,979
31,5	...	$7,100 \times 10^1$	$6,465 \times 10^1$
37,1	...	$1,135 \times 10^2$	$1,057 \times 10^2$
70	$5,514 \times 10^1$	$1,634 \times 10^2$	$5,456 \times 10^2$
160	$5,994 \times 10^1$	$1,125 \times 10^2$	$5,931 \times 10^2$
250	$5,192 \times 10^1$	$7,280 \times 10^1$	$3,574 \times 10^2$
350	$2,222 \times 10^1$	$3,050 \times 10^1$	$1,391 \times 10^2$
500	5,995	$1,126 \times 10^1$	$2,915 \times 10^1$



Figur 4: SED och anpassade modeller för källa 4, 5 och 6 från figur 3 med källa 4 på översta raden, källa 5 i mellersta raden och källa 6 i nedersta raden. I figurerna visas den bäst anpassade modellen i svart. Till vänster visas den spektrala energifördelning med en färgkarta, där färgen symboliserar hur bra modellerna är anpassade. Ett lågt värde på χ^2 medför en bra anpassad modell. Åt höger visas, förutom den bästa modellen, även de fyra nästkommande bästa modeller.

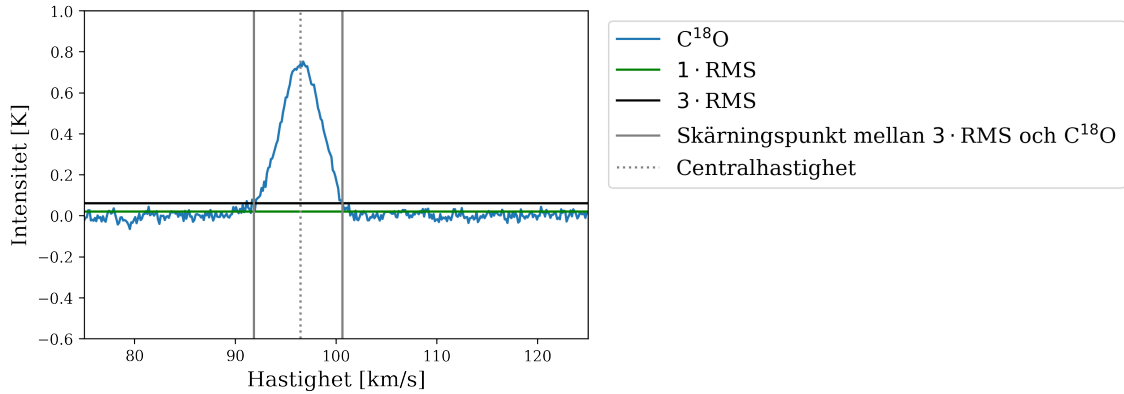
I tabell 3 visas värden för några av källornas egenskaper. I tabellen är M_c kärnans massa, Σ_{cl} är ytdensiteten på klumpomgivningen som omringar kärnan, M_* är stjärnans massa, A_V är extinktion i visuella våglängder uttryckt i magnituder, θ_{view} är vinkeln som källan uppskattats ha observerats i, $\theta_{w,esc}$ är vinkeln av kärnans jetstrålar, \dot{M}_{disk} är kärnans ackretionshastighet och ålder är stjärnans uppskattade ålder.

Tabell 3: Parametrar för källa 4-6 utifrån modeller baserade på (80).

Källa	M_c [M_\odot]	Σ_{cl} [g cm^{-2}]	m_* [M_\odot]	A_V [mag]	θ_{view} [$^\circ$]	$\theta_{w,esc}$ [$^\circ$]	\dot{M}_{disk} [$M_\odot/\text{år}$]	L_{bol} [L_\odot]	Ålder [År]
4	30	3,16	8,0	312	47,5	33,97	$4,99 \times 10^4$	$1,53 \times 10^4$	$2,9 \times 10^4$
5	50	3,16	24	56,0	68,0	56,4	$6,8 \times 10^4$	$1,89 \times 10^5$	$4,7 \times 10^4$
6	480	0,1	32	306,4	12,84	25,84	$1,59 \times 10^4$	$1,6 \times 10^5$	$3,8 \times 10^5$

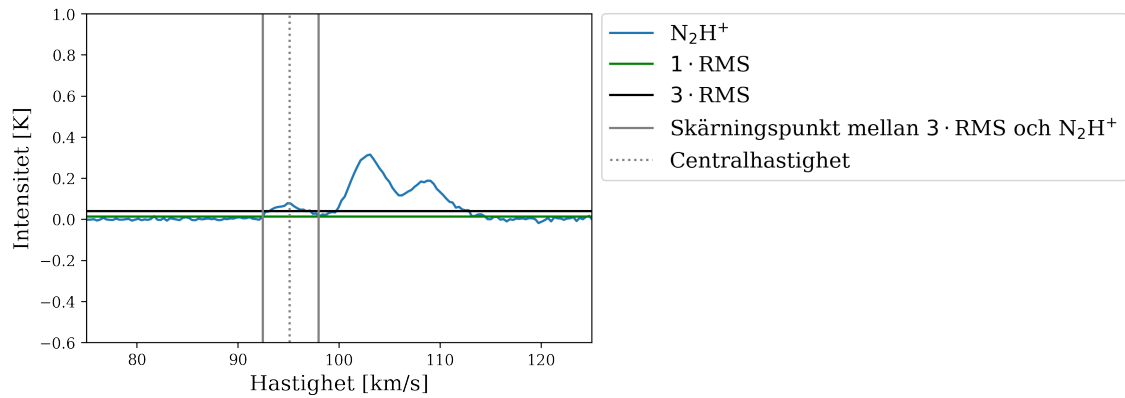
4.2 Gasfördelning i molnet G31.98+0.07

Figur 5 och 6 visar det gemensamma hastighet- och intensitetsspektrumet för C^{18}O respektive N_2H^+ . I x-axeln visas gasmolnets centralhastighet uttryckt i km/s och i y-axeln visas intensitet i enheten för huvudlobstemperaturen, Kelvin. Hastighetsintervallet för den isolerade toppen är markerad med två ljusgråa vertikala linjer i båda figurer. Figur 5 visar en tydlig topp runt ~ 96 km/s för C^{18}O med en intensitet på ~ 0.7 K där $3 \times \text{RMS}$ användes för att få bort brus. Hastighetsintervallet (~ 92 - 101 km/s) användes sedan för att framställa en karta över integrerad intensitet.



Figur 5: Hastighet- och intensitetsspektrum för C^{18}O ($J=2-1$) i IRDC G31.98+0.07.

I figur 6 ligger hastighetsintervallet för den isolerade toppen runt ~ 98 km/s och ~ 92 km/s. Toppen har en centralhastighet på ~ 95 km/s med en intensitet på ~ 0.07 K.



Figur 6: Hastighet- och intensitetsspektrum för N_2H^+ ($J=1-0$) i IRDC G31.98+0.07.

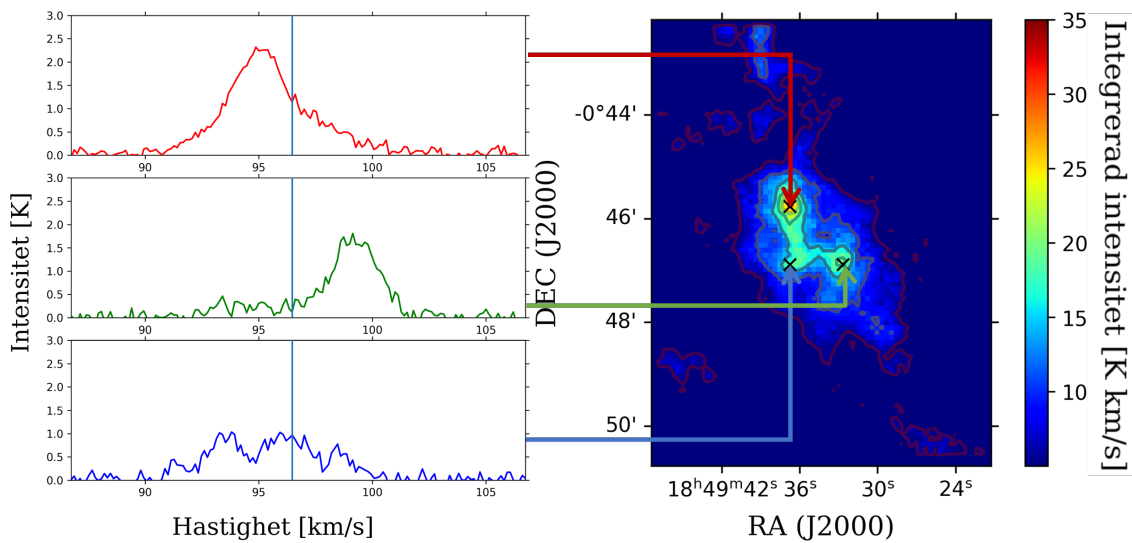
I tabell 4 sammanställs koordinaterna för de tre områdena med högst intensitet på kartan över integrerad emissionsintensitet för C^{18}O . Dessa ritas sedan ut i figur 7 och 8.

Tabell 4: Kärnor med högst intensitet i galaktiska och ekvatoriella koordinater.

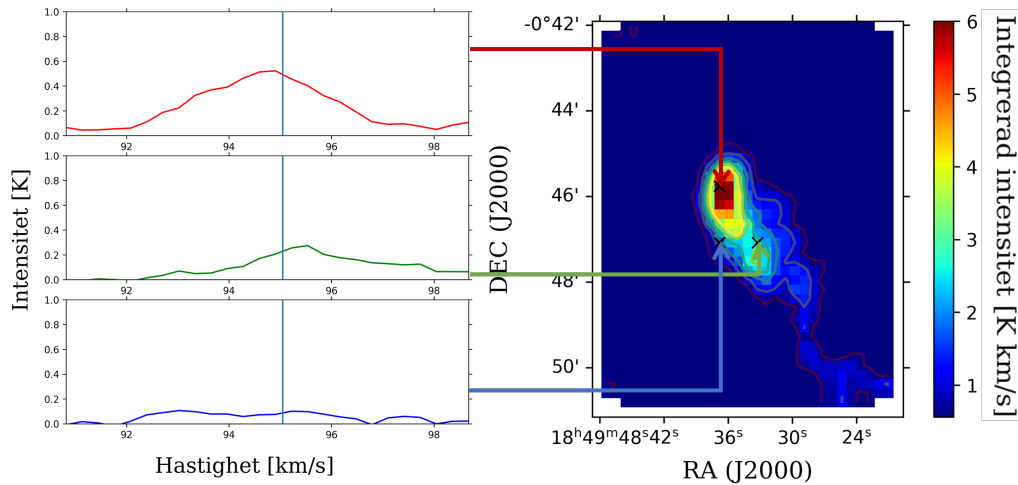
Koordinater		
Kärna	Galaktiska (b, l)	Ekvatoriella (RA, DEC)
4	(282,388°, -0,783042°)	(18h49m33,12s,-00°46m53,35s)
5	(282,405°, -0,783042°)	(18h49m37,20s,-00°46m53,35s)
6	(282,405°, -0,764369°)	(18h49m37,20,-00°45m51,73s)

Figur 7 och 8 visar den framtagna brusreducerade kartan över integrerad emissionsintensitet för C^{18}O , respektive N_2H^+ i vårt IRDC, där densiteten i molnet visualiseras med hjälp av konturer. Färgfältet längst till höger indikerar hur högt eller lågt den integrerade intensiteten är i kartan. Notera att färgskalorna mellan de två olika figurerna skiljer sig med en faktor med ungefär 6. Markerat på kartan är de områden med högst intensitet med tillhörande intensitetsspektum i K km/s, där det område med högst densitet redovisas i översta grafen och området med lägst densitet redovisas i nedersta grafen.

4. Resultat

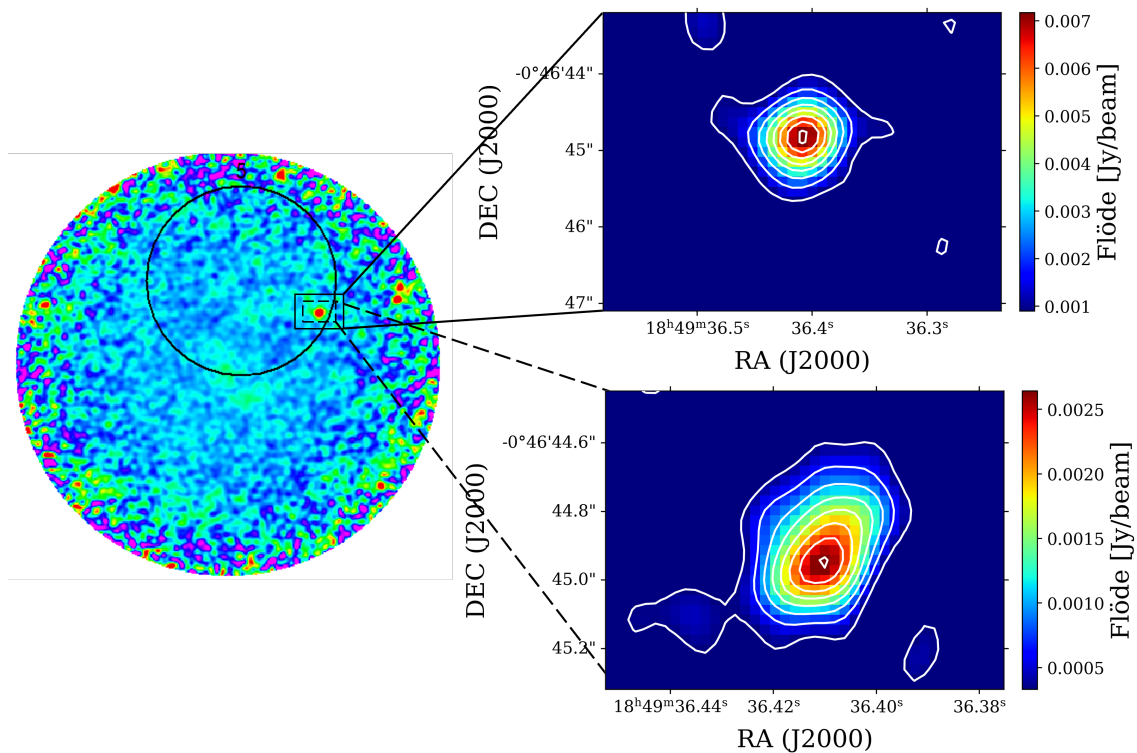


Figur 7: Karta över integrerad intensitet för $C^{18}O$ med konturer och spektrum för de lokaliserade kärnorna 6 (upp), 5 (vänster) och 4 (höger), som framställdes inom intervallet ~ 101 km/s och ~ 92 km/s. Centralhastigheten för $C^{18}O$ -gasen (~ 96 km/s) visas i form av en vertikal linje.



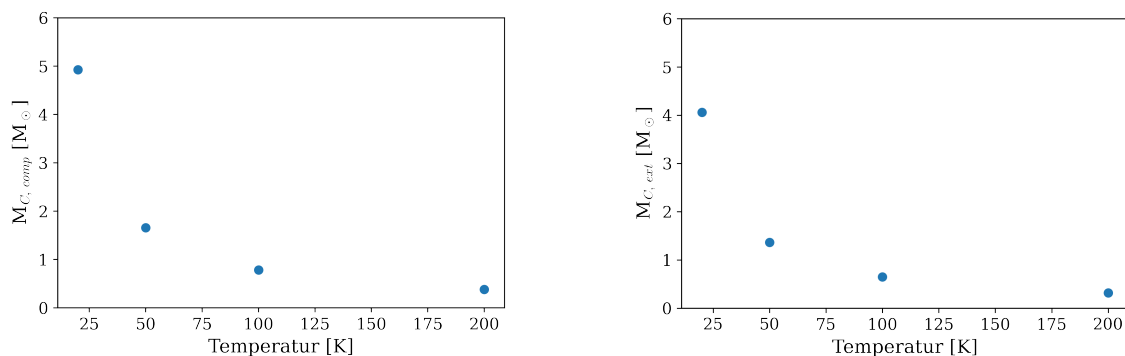
Figur 8: Karta över integrerad intensitet för N_2H^+ med konturer och spektrum för de lokaliserade kärnorna 6 (upp), 5 (vänster) och 4 (höger), som framställdes inom intervallet ~ 98 km/s och ~ 92 km/s. Centralhastigheten för N_2H^+ -gasen (~ 95 km/s) visas i form av en vertikal linje.

Från observationerna gjorda med ALMA-teleskopet kunde bilder konstrueras för en del av molnet G31.98+0.07, både för den kompakta och utspridda konfigurationen. Från ekvation (11) estimerades storleken den undersökta delen av G31.98+0.07, för den kompakta konfigurationen estimerades storleken till ~ 3675 AU ($\theta \sim 0,75''$) medan för den utspridda blev storleken ~ 980 AU ($\theta \sim 0,2''$). Figur 9 skildrar bilden av G31.98+0.07-molnets 1,3 mm kontinuum, liknande figur fast för utspridda konfigurationen finns i appendix B. Från de identifierade källorna i figur 3, motsvarar kärnan, i bilden av molnets kontinuum, källa 5. Ingen annan källa innanför området från källa 5 identifierades. Området undersöktes med hjälp av konturplotter, gjorda för båda typerna av data, som visas i samma figur. För konturerna estimerades RMS-värdet genom att ta positioner för bakgrunden (se svarta cirklarna i figur 27). RMS-värdet för kompakta och utspridda konfigurationerna är $298 \mu\text{Jy}$ respektive $110 \mu\text{Jy}$.



Figur 9: Vänster: G31.98+0.07-molnets 1,3 mm kontinuum bild, för den kompakta konfigurationen av ALMA-teleskopet. Den överliggande svarta cirkeln är källa 5 från figur 3. Uppe till höger: inzoomad vy av en konturplot gjord för kontinuum bilden med den kompakta konfigurationen. Den lägsta konturen har värdet $3 \times 298 \mu\text{Jy}$, steget mellan varje kontur är $3 \times 298 \mu\text{Jy}$ och RMS-värdet är $298 \mu\text{Jy}$. Nere till höger: inzoomad vy av en konturplot gjord för kontinuum bilden med den utspridda konfigurationen. Den lägsta konturen har värdet $3 \times 110 \mu\text{Jy}$, steget mellan varje kontur är $3 \times 110 \mu\text{Jy}$ och RMS-värdet är $110 \mu\text{Jy}$.

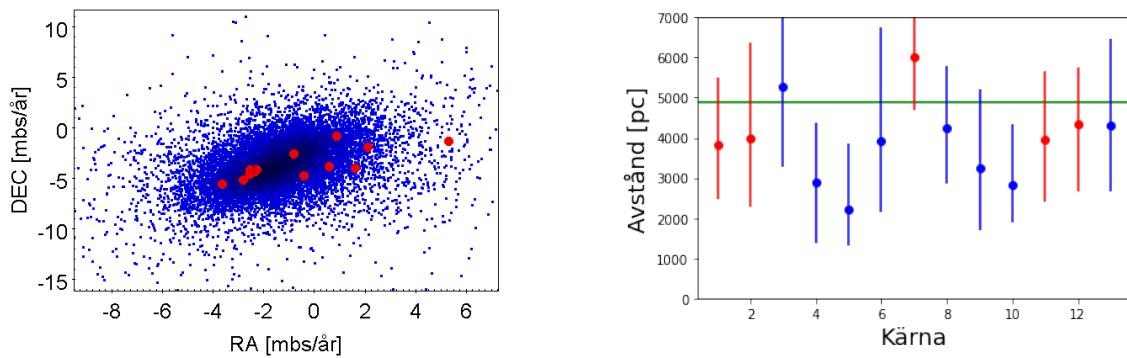
Metoden som beskrivs i avsnittet 3.3 användes för att beräkna kontinuum-flödet av kärnan. Det beräknade flödet för kompakta och utspridda konfigurationerna är 9,1 mJy respektive 7,5 mJy. Genom att sedan följa metoden som beskrivs i slutet av avsnittet 3.3, kunde massan estimeras för respektive beräknat flöde. Från ekvationerna 13 och 14 estimerades massan för de ansatta värdena på temperaturen, 20, 50, 100 och 200 K.



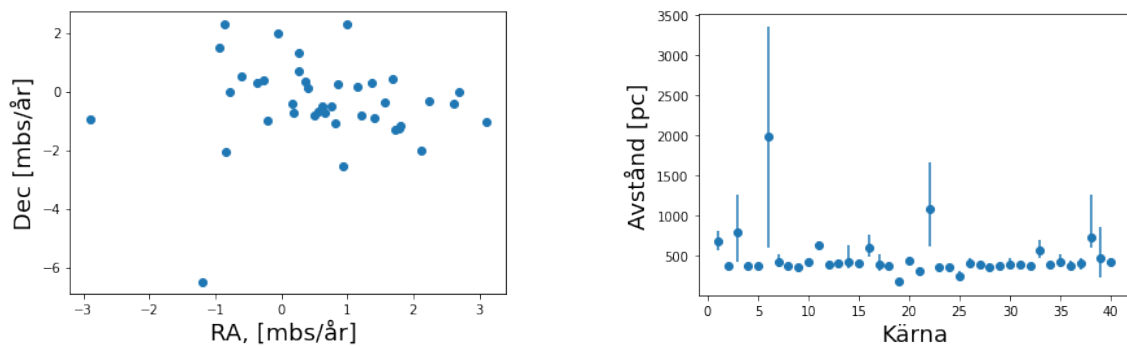
Figur 10: Förändringen av massan vid olika temperaturer. Till vänster: Gjord för kompakta konfigurationen. Till höger: Gjord för utspridda konfigurationen.

4.3 Matchning med Gaia data och anpassade PARSEC-modeller

Egenrörelser och distans för de identifierade kärnorna presenteras i figur 11, vilket används för att analysera ifall någon av de potentiella stjärnorna hör ihop i en stjärnhop. Samma analys görs även för källorna ifrån HOPS och deras egenrörelser och distans visas i figur 12. Färg-magnitudsdiagrammen för både de identifierade stjärnorna och källorna i HOPS presenteras i figur 13. Färg-magnitudsdiagrammen kompletteras även med PARSEC isokroner i figur 14 för de identifierade stjärnorna och figur 15 för källorna i HOPS.

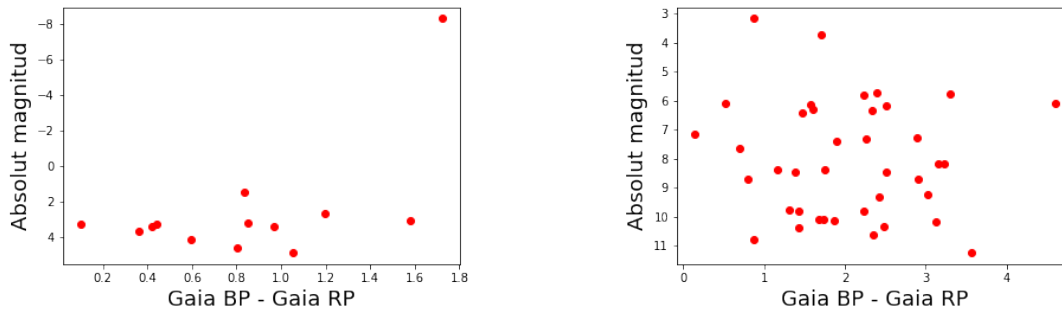


Figur 11: Figuren till vänster illustrerar egenrörelsen, i millibågsekunder/år (mbs/år), för de identifierade stjärnorna (rött) gentemot källor i dess omgivning (blått), notera den röda klumpen vid -3, -4 där det förekommer 5 stycken stjärnor med nästan identisk egenrörelse. Figuren till höger visar de identifierade stjärnornas beräknade distans. Punkterna symboliserar deras uppskattade distans, medan de vertikala linjerna är intervallet för deras fel. Den gröna horisontella linjen vid 4900 pc visar det värde som tidigare antagits för molnet. Stjärnorna märkta med rött är de kärnor som har liknande egenrörelser i figuren till vänster, notera att de flesta av dem även har liknande distans.

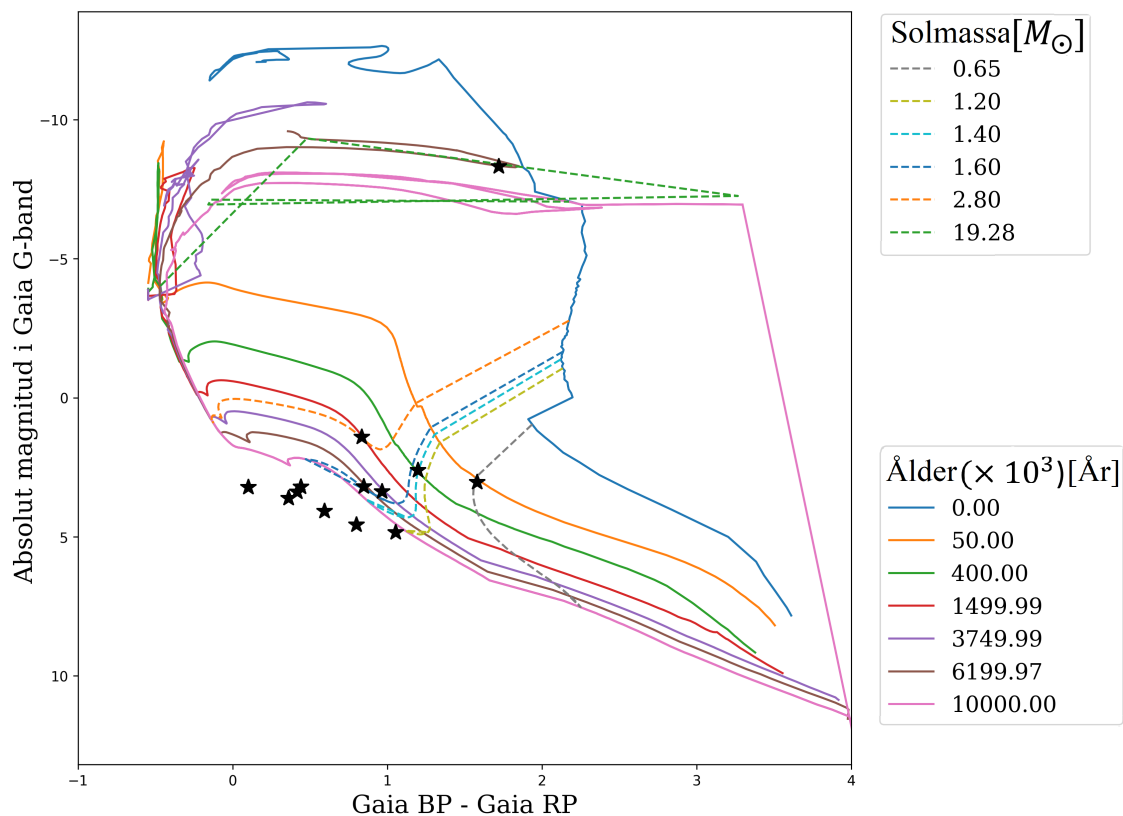


Figur 12: Figuren till vänster visar egenrörelser, i millibågsekunder/år (mbs/år) hos källorna som ingår i HOPS. Notera att den låga spridningen av egenrörelse, vilket kan betyda att källorna bildats i en eller flera stjärnhop. Figuren till vänster visar den beräknade distansen för källorna. Notera här att distansberäkningarna är generellt mycket noggranna med försumbart fel.

4. Resultat



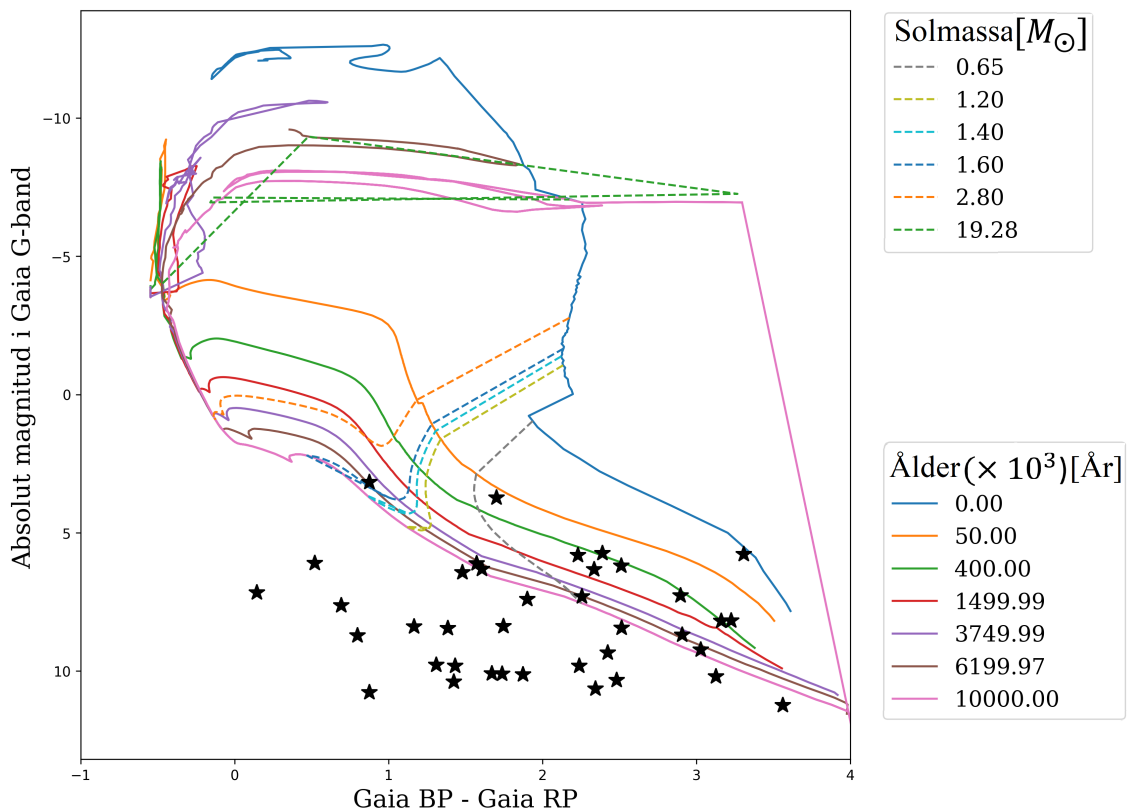
Figur 13: Färg-magnituddiagram för de identifierade stjärnorna (vänster) och källor ifrån HOPS (höger). Notera skillnaderna av absolut magnitud i Gaia G-band (y-axel) där HOPS har en mycket större spridning, vilket bättre symboliserar en förväntad magnituddistribution hos stjärnor.



Figur 14: Färg-magnituddiagram med PARSEC evolutions modell, som visar potentiella stjärnor som identifierades i G31.98+0.07, och vilken massa och ålder dessa förväntas att ha utifrån dess absoluta magnitud och färg. Konstant masslinje ses som streckad linjer medans isokronerna (linjer där åldern är konstant) är heldragna, stjärnorna representeras som svarta stjärnor. 7 utav 13 kärnor ligger utanför isokronen på 10 miljoner år, vilket kan tyda på en felberäknad absolut magnitud.

Tabell 5: Tabellen visar 7 stjärnor vars massa och ålder kunde estimeras med PARSEC metoden. De fetmarkerade stjärnorna har liknande egenrörelser och redovisas i figur 11.

Stjärna	Massa [M_{\odot}]	Ålder ($\times 10^3$)[år]
2	1,4	400
3	2,8	1499,99
5	1,2	10000
7	19,28	6199,97
10	1,6	3749,99
12	0,65	50
13	1,6	6199,97



Figur 15: Färg-magnituddiagram med PARSEC evolutions modell för 40 källor i Orion. Konstant masslinje ses som streckad linjer medans isokronerna (linjer där åldern är konstant) är heldragna, källorna representeras som svarta stjärnor. Samma isokroner och konstanta masslinjer, som togs fram för 14 användes som referens. Många utav källorna ligger nedanför isokronerna vilket kan beror på bristfällig data eller understimering vid uträknad av absolut magnitud.

5

Diskussion

I detta kapitlet diskuteras resultatet som var presenterad i föregående kapitel i relation till syftet, teori och metod. Dessutom diskuteras konsekvenserna av arbetets begränsningar och hur det har påverkat resultatet och om de anses vara rimliga.

5.1 Spektral energifördelningar och anpassade modeller

För att få en överblick över det molekylära molnet och dess tillhörande källor gjordes en infraröd analys med hjälp av flödena från infraröda teleskopen Spitzer, SOFIA och Herschel. Utifrån dessa flöden konstruerades spektrala energifördelningar för de identifierade källorna, som utnyttjades för att anpassa modeller som förutsäger egenskaper hos källorna. I arbetet identifierades totalt 13 källor som potentiellt kan vara unga stjärnor, varav endast tre stycken kunde analyseras rigoröst med deras spektrala energifördelningar. Av dessa tre källor förekom stjärnor med massor i intervallet $8\text{-}32M_{\odot}$ med tillhörande kärnor med massor i intervallet $30\text{-}480M_{\odot}$.

I tabell 3 visas parametrar för källa 4, 5 och 6 baserade på den bäst anpassade modellen. I tabellen går det att notera att en högre massa på kärnan, M_c , medför en högre estimerad massa på stjärnan. Ytdensiteten på klumpomgivningen, Σ_{cl} , beror också på kärnans massa och blir mindre vid mer massiva kärnor. Detta kan förklaras genom att kärnan har samlat på sig mycket av klumpomgivningens material, vilket ökar kärnmassan och minskar ytdensitet av klumpomgivningen.

En annan viktig parameter är källornas ålder, där källa 6 är äldre än de övriga källorna med en faktor 10, vilket indikerar att källa 6 har kommit längre i sin utveckling än de övriga. Detta sammanfaller den höga kärnmassan för källa 6, eftersom kärnan haft längre tid på sig att ackretera massa ifrån omgivningen. Ackretionshastigheten, \dot{M}_{disk} , har också minskat eftersom det finns mindre material att ta ifrån omgivningen.

Från ekvation (6), antas luminositeten, L_{bol} att öka proportionellt med massan, men tabell 3 visar att källa 5 har en högre luminositet än den mer massiva källa 6. Detta beror på att en luminositet för en stjärna som fortfarande ackreterar material inte bara beror på dess massa, utan även luminositet ifrån det ackreterande materialet och ackretionsdisken. Därmed har källa 5 en högre luminositet, eftersom ackretionshastigheten är runt fem gånger större, medan skillnaden för källornas massa inte

skiljer sig så mycket.

$\theta_{w,esc}$, som symboliserar jetstrålarnas vinkel, ökar generellt med stjärnans massa (4), men i detta fall är den lägst för den mest massiva källan. Återigen beror detta på en högre ålder, som medför en mer utvecklad stjärna, och en relativt låg ackretionshastighet, vilket gör att jetstrålarna är mindre framträdande.

Den visuella extinktion är uppskattad att vara väldigt hög för samtliga källor, där källa 4 och 6 har högst med ett värde på 300+. Dessa värden skiljer sig avsevärt gentemot de värden som uppskattades med data ifrån Gaia, som låg mellan 3 och 7. Den stora skillnaden beror troligtvis på att Gaias G-band inte bara observerar i det visuella bandet utan mellan våglängderna 330-1050 nm, vilket betyder att Gaias G-band även täcker infraröda våglängder som generellt har en lägre extinktion.

Det största problemet som förekom för den infraröda analysen av molekylära molnet är en brist av datapunkter för vissa källor, specifikt källa 1-3 och 7-13. Metoden som använts för att extrahera egenskaper hos identifierade källorna, alltså SED och anpassade modeller, kräver att det finns flödesberäkningar för så många olika våglängder som möjligt. Med en brist av mätpunkter kommer antalet möjliga modeller att öka som för källa 4 i figur 4, där modellerna inte riktigt kan begränsas och resultaten blir därmed opålitliga. Ifall man istället jämför källa 4 med källa 5 och speciellt källa 6 i figur 4, märks det att för källa 5 och för källa 6 är modeller mycket mer begränsade. För källa 6 är nästan alla datapunkter på linjen som sammanfaller med den bäst anpassade modellen. Det största bidraget till brist av mätpunkter kommer från att Spitzer teleskopet har blivit mättad och då förekommer områden som helt saknar data. Ifall cirkeln som flödet beräknades i täcker något av områdena utan data kommer flödet att registreras som NaN, alltså "inte ett nummer", vilket gör det oanvändbart. Den andra bidragande faktorn för brist av mätpunkter kommer ifrån SOFIA-datan som endast täckte källorna 4, 5, 6, vilket även är anledningen till att övriga källors resultat har placerats i appendix, då bristen av datapunkter ger för otydliga resultat. Medan Spitzer och Herschel kontinuerligt skannar rymden, observerar SOFIA exklusivt områden som efterfrågas av observatörer. Detta betyder att SOFIA har relativt lite data gentemot Spitzer och Herschel, vilket förklarar varför det inte fanns SOFIA-data för de övriga källorna. Denna analysen visar dock hur viktig datan från SOFIA är för resultaten.

Anledningen till att källorna 14-19 inte användes är att de misstänks vara en del av en H_{II}-region. Genom att analysera området ytterligare med GLIMPSE trefärgsbild genom Aladin (83), se figur 33 i appendix, har områdena där källorna befinner sig en bubbelaktig form, vilket troligtvis är H_{II}-region (33).

5.2 Gasfördelning i molnet G31.98+0.07

Eftersom att källorna 4, 5 och 6 var de enda som ledde till rimliga resultat analyserades enbart dessa vidare genom att studera emissionslinjerna av C¹⁸O och N₂H⁺ i området.

Undersökningen av emissionslinjerna visade på att spektrumet för $C^{18}O$ endast hade en tydlig topp medan spektrumet för N_2H^+ visade tre hastighetskomponenter som motsvarar den hyperfina strukturen av övergången $J=1-0$.

$C^{18}O$ genomsnittliga hastighet- och intensitetsspektrum i figur 5 liknar en gaussfördelning, vilket visar att en del av gasen rör sig snabbare och en del rör sig långsammare, med dess centrala hastighet i mitten av spektrumet. För att få fram skärningspunkter med spektrumet och därmed isolera toppen i figur 7 beräknades bruset med hjälp av RMS-värdet. Både $1 \times RMS$ och $3 \times RMS$ beräknades men i slutändan valdes $3 \times RMS$ för att få bort allt brus. Tvärtom för spektrumet i figur 8 användes $1 \times RMS$ för att inte ha ett för högt värde på RMS som skulle leda till att man får bort en del utav toppen som inte är relaterat till brus.

Det genomsnittliga hastigheten för gasmolnet är centralhastigheten, vilket är ~ 96 km/s i figur 5. Däremot i figur 6 låg det på ~ 95 km/s. Anledningen till skillnaden i hastigheten är den låga upplösningen för N_2H^+ och möjligtvis även den täta gaskinematiken som kan indikera gasrörelser mot kärnorna, medan i $C^{18}O$ kanske påverkas mer av molnets globala kinematik. Detta är dock inget som vidare undersöks. Intensiteten för den isolerade toppen ligger på $\sim 0,7$ K medan i spektrumet för N_2H^+ ligger det endast på $\sim 0,07$ K. Intensiteten är lägre eftersom N_2H^+ är mindre abundant än $C^{18}O$ i molekylära moln.

Vid närmare undersökning av kartan över integrerad emissionsintensitet i figur 7, identifierades tydliga kärnor. Dessa kärnor, vars koordinater redovisas i tabell 4, korresponderar med källorna 4, 5 och 6 i figur 3. I figur 7 ser man att den tydligaste kärnan har en integrerad intensitet på ~ 35 K km/s, medan de två andra identifierade kärnorna ligger på ~ 23 K km/s och ~ 20 K km/s. I figur 8 har kärnorna en betydligt lägre integrerad intensitet på $\sim 6,1$ K km/s, $\sim 2,5$ K km/s och $\sim 1,4$ K km/s. Denna skillnad i integrerad intensiteten beror även på molekylernas abundans i molnet.

Kartan över integrerad intensitet för $C^{18}O$ i figur 7 visar att hastighetstoppen på ~ 95 km/s för spektrumet för kärna 6 (i rött) har en tre gånger så hög intensitet som för den genomsnittliga hastigheten, dock överensstämmer intervallen med varandra, vilket också är fallet för kärna 5 (i blått). Det utbredda utseendet av toppen för kärna 6 beror troligtvis på gasutflöden av $C^{18}O$ av olika hastighet och lägre intensitet än toppens smala del. Materialutflödet som den breda toppen indikerar på kan vara ett tecken på ett tidigt stadie av stjärnbildning (84).

Den asymmetriska toppen för spektrumet för kärna 4 (i grönt) har en förskjutet centralhastighet med ungefär $+4$ km/s jämfört med det genomsnittliga centralhastigheten. Denna hastighetsförskjutning kan vara en konsekvens av material som kastas ut av ett materialutflöde eller att molnet har olika komponenter, det vill säga samma molekyler som rör sig med olika hastigheter. Vidare kinematisk analys skulle kunna bekräfta ifall dessa komponenter går ihop eller flyttas ifrån varandra.

Den sista kärnan i figur 7 har flera hastighetskomponenter som är utspridda mellan ~ 91 - 101 km/s, vilket kan visa på närvaron av en chock i gasen. De regelbundna sänkningarna i intensitet kan bero på optiskt djuphet, att det finns tre hastighetskomponenter i det området eller på datans kvalitet, till exempel kan en dålig referensposition ha valts.

Anledningen till att kartan över integrerad emissionsintensitet för N_2H^+ har lägre upplösning är för att mätningarna för molekylerna gjordes med mer än dubbelt så låg frekvens som mätningarna för C^{18}O , vilket har en direkt koppling till vinkelupplösningen enligt ekvation 9. Alla spektrum för de tre kärnorna i figur 7 och figur 8 har en högre intensitet än det genomsnittliga spektrumet för molekylerna C^{18}O respektive N_2H^+ . Anledningen till detta är att en stor andel av gasen har väldigt låga intensiteter vid vissa hastigheter, vilket sänker den genomsnittliga intensiteten för respektive gas.

På grund av den begränsande vinkelupplösningen från IRAM-teleskopet kan inte en specifik kärna analyseras på en mindre skala. Exempelvis kan inte kärnans eventuella fragmentation utskiljas med IRAM. Därmed användes ALMA-teleskopet eftersom det har ett mycket lägre värde på vinkelupplösningen och möjliggör undersökningen av en specifik kärnas strukturella konfiguration. Jämförelsen av figurerna 9 och 3 ledde fram till att det var kärna 5 som undersöktes. En konturplot för respektive ALMA-konfiguration gjordes för kärnan. Från dessa två bilder till höger i 9 syns ingen fragmentation av kärnan, vilket skulle betyda källan från den som identifierades i den spektrala energifördelningsanalysen skulle bestå av flera mindre kärnor. Detta leder till att antagandet om att dessa stjärnor bildas från kärnackretion, som krävs för spektrala energifördelningsmodellerna, understöds av konturplottarna.

Massan estimerades för olika temperaturer 20, 50, 100 och 200 K, detta gjordes främst för att ingen temperatur beräknades för molnet. Eftersom temperaturen i ett IRDC är < 25 K, se sektion 2.2, blir den beräknade massan vid 20 K, ett rimligt resultatet eftersom den temperaturen stämmer bäst överens med teorin för IRDCs. Vid 20 K estimerades massan till ungefär $5M_\odot$ för den kompakta konfigurationens data och $4M_\odot$ för den utspridda. Därmed syns det att de estimerade massorna ligger i intervallet $0,5M_\odot \lesssim M_c \lesssim 8M_\odot$ vilket betyder att den eventuella stjärnan tillhör lågmassiva stjärnor. Skillnaden mellan de två konfigurationernas estimationer kommer från att bilden med kompakta konfigurationen är mer utzoomad, från $\theta \sim 0.75''$ beräknades $d \approx 3675$ AU med ekvation (11), än den utspridda, där storleken på molnet är ungefär 980 AU. Därmed blir strukturen på molnet mer precis, se de två figurerna till höger i figur 9, för den utspridda konfigurationen. Däremot uppskattas flödet bättre med den kompakta konfigurationens data eftersom vissa flöden kan filtreras bort i datan från den utspridda konfigurationen, på grund av den höga upplösningen ($\theta \sim 0.2''$), vilket resulterar i att massan underestimeras en aning.

När numeriska beräkningar görs är det viktigt att de använda parametrarna är rimliga för den situation dessa används i. För estimationen av massan är det ek-

vation (13) och dess parametrar som behöver undersökas. När det kommer till de mer kända konstanterna, Plancks konstant, ljushastigheten m.m. påverkar dessa inte resultatet. Men värdena på opaciteten och avståndet till molnet, kan påverka resultatet. Opaciteten är ett använt värde från, inom astronomin sett, en pålitlig källa, som utfört en liknande analys av ett annat molekylärt moln. Men eftersom värdet inte beräknades inom detta arbete hade kanske ett mer lämpligt värde på opaciteten kunnat beräknas om data fanns, vilket hade gjort resultatet mer pålitligt. Avståndet till molnet kan också ha påverkat resultaten. Exempelvis kan avståndet vara en uppskattning eller beräknat med en viss felmarginal, vilket kan påverka resultatet, men ingen analys för distansberoendet gjordes direkt i denna delen av arbetet. Senare gjordes dock distansberäkningar för respektive kärna, resultatet visas i figur 11b. Det uppskattade avståndet till molnet var 4,9 kpc var avståndet som användes för resultaten i figur 10. Används istället den beräknade distansen för källa 5 från figur 11b minskar massan, beräknad för den kompakta konfigurationen, till $\sim 1,0M_{\odot}$. Eftersom kärnan visade sig ha lägre intensitet än de andra identifierade kärnorna med IRAM-teleskopet, betyder det troligtvis att flödet är underestimerat i jämförelse med den verkliga, ju mer intensiv eller ljusstark en kärna är desto mer flöde avger kärnan. Eftersom data från ALMA-teleskopet inte var tillgänglig för någon annan kärna förutom kärna 5, krävs det ytterligare utredning för att förstå de andra kärnorna.

Från den infraröda analysen av molnet uppskattades kärnmassan från de spektrala energifördelningsmodellerna till $50M_{\odot}$, vilket är en betydligt större massa än den som estimerades från ALMA-teleskopets data. Anledningen till att massan är mycket större från den infraröda analysen än från analysen med ALMA är vinkelupplösningen. Med tanke på att värdena för IR-teleskopets vinkelupplösning är, i genomsnitt, mycket högre än för ALMA, betyder det att område är mycket större som analyseras. På samma sätt som skillnaden förklarades varför massestimationen skiljde mellan de två konfigurationerna av ALMA-teleskoperna, kan skillnaden mellan IR-teleskopets och ALMA-teleskopets analys förklaras på samma sätt. Nämligen eftersom skalan på området, i genomsnitt, är större för IR-teleskopet än det är för ALMA-teleskopet kommer tät gas, som är i omslutning runt kärnan, med i beräkningen av flödet och därmed blir det en överestimation av massan. En ytterligare förklaring är att ALMA-teleskopet undersöker med våglängder som är längre än de våglängder som befinner sig i IR-bandet, detta betyder att ALMA-teleskopet inte kan detektera objekt som endast utstrålar våglängder i detta band.

Med tanke på att andra våglängder användes i ALMA-teleskopet jämfört med de teleskop som har använts i den infraröda analysen av molnet samt att ALMA-teleskopets data är i formen av ett stoftkontinuum, vilket inte är fallet för IR-teleskopet, hade andra metoder varit mer lämpliga för just ALMA-teleskopets data. Detta tyder på att ytterligare undersökningar krävs för att dra några rimliga slutsatser.

5.3 Matchning med Gaia och anpassade isokronmodeller

De 13 potentiella stjärnor som identifierats i den infraröda analysen parades ihop med källor ifrån Gaias databas som hade minst avstånd till varje stjärna. Databasen erbjuder parametrar som inte beräknats tidigare, bland annat stjärnornas egenrörelse och avstånd. Den saknar däremot extinktionsberäkningar för de identifierade stjärnorna och behövde därmed kompletteras. Detta gjordes genom att summera ihop extinktionen för alla källor i Gaias databas som låg inom en viss radie och avstånd från var och en av de 13 stjärnorna, därefter togs medelvärdet ut. Utifrån detta beräknades stjärnornas absoluta magnitud i olika Gaia band för att plotta ett färg-magnituddiagram. Isokroner och konstanta masslinjer beräknade ifrån PARSEC-modeller användes sedan för att estimeras stjärnornas ålder och massa. Denna metod applicerades även på en ny grupp av källor, kallade HOPS, baserade på (81).

Genom denna metod kunde 13 stjärnors distans och egenrörelser estimeras varav fem stycken hade liknande egenrörelse. Massa och åldern kunde även estimeras för 8 utav 13 och dessa visas i tabell 5, som visar att stjärnorna har en åldersspridning på ca 6,2 miljoner år och varierande massor runt $0,65M_{\odot}$ och $2,8M_{\odot}$ förutom för en stjärna, vars massa estimerades till $19,28M_{\odot}$. För HOPS tycks egenrörelserna vara mindre spridda och många av källorna har liknande egenrörelser. Någon djupare studie av åldrarna och massorna utfördes inte, eftersom många av källorna inte korsades av isokroner eller konstanta masslinjer i figur 15.

På grund av sättet som de potentiella stjärnorna matchades med källor från Gaia, det vill säga den Gaia källa som bäst stämmer överens med stjärnans koordinater, går det inte att utesluta att stjärnorna kan ha matchats med fel källor. Koordinaterna för stjärnorna bestämdes utifrån den framställda bilden för data från Herschel 70 μm , se figur 3, genom att uppskatta stjärnornas mittpunkter. Koordinaterna bestämdes alltså något godtyckligt och kunde ha gjorts noggrannare. En annan faktor är att Herschel och Gaias data observerades vid olika tidpunkter och källorna har flyttats på sig mellan observationerna. Detta borde dock inte ha en stor påverkan då de befinner sig på stora avstånd, vilket medför en liten egenrörelse, se även figur 11a, som uppskattar egenrörelser i ett par millibågsekunder per år. Generellt sett hade en djupare analys av koordinaterna att gynnat resultatens pålitlighet, exempelvis hade de fem bäst matchade källorna kunnat analyseras för att se vilken av dem som föreställer den identifierade stjärnan bäst, men detta kunde inte göras på grund av den begränsade tidsramen av arbetet.

I figur 11 illustreras egenrörelse och distans för de identifierade stjärnorna. För de identifierade stjärnorna ser vi att det förekommer fem stycken stjärnor, stjärna 1, 2, 7, 11, 12, som har nästan identisk egenrörelse och fyra av dessa har även relativt lika avstånd ifall man utesluter felintervallen. Detta kan betyda att de fyra stjärnorna har bildats i en gemensam stjärnhop (47). Notera dock att endast tre av de fem stjärnorna med liknande egenrörelse korsades av åldersisokroner i figur 14, och

ingen av de tre träffades av samma åldersisokron, vilket indikerar att stjärnorna har olika ålder. Att stjärnorna estimerats att ha olika ålder tyder på att stjärnbildningen har påbörjats vid olika tillfällen. Troligtvis är stjärnornas absoluta magnituder i figur 14 felaktiga på grund av en underestimerad extinktion och felberäknad distans, vilket gör att åldern för stjärnorna inte kan fastställas. Det kan även vara så att stjärnor med lägre massa och därmed mindre ljusstyrka inte har kunnat identifieras i området, på grund av det stora avståndet, och att dessa stjärnor har tillsammans med de identifierade stjärnor bildats i en stjärnhop. Att de massiva stjärnorna, som enligt 3 ska vara källa 4, 5 och 6, bildas i stjärnhop stödjer i så fall den konkurrenta ackretionsteorin beskriven i kapitel 2.4.

Egenrörelserna och distansen, se figur 12, för källorna i HOPS är mycket mindre spridda jämfört med egenrörelserna och distansen för de identifierade stjärnorna i figur 11. I figur 15 kan man även se att flera av HOPS källorna även korsas av samma åldersisokron, vilket indikerar att flera av källorna delar gemensamma åldrar, som stödjer ideén om att källorna kan bildats i en stjärnhop. I figur 15 förekommer dock väldigt många av källorna långt ifrån isokronerna och därmed har ingen djupare analys om deras ålder och massa gjorts.

Jämför de två färg-magnituddiagrammen för moln G31.98+0.07 och HOPS i figur 13, notera att samtliga källor i moln G31.98+0.07 har en mindre absoluta magnitud än 4 medan HOPS källor har källor med en mycket mer utspridd variation av magnituder. Detta beror troligtvis på att Gaia teleskopet endast observerar objekt med en apparent magnitud under 20 och källorna i moln G31.98+0.07 ligger på stora avstånd, se figur 11b, vilket gör att mindre ljusstarka objekt inte kommer att observeras, eftersom den apparenta magnituden ökar med distans. I detta fall har det alltså lett till att objekt med lägre absoluta magnitud än de i figur 13a inte har observerats av Gaia och kanske även har saknats i observationer av Herschel. Källorna i HOPS ligger däremot förhållandevis nära jorden, se figur 12b, vilket gör att även källor med en högre absoluta magnitud observeras av Gaia. Detta gör att färg-magnituddiagrammet för HOPS bättre representerar en förväntad magnitudsfördelning av stjärnor i en stjärnhop.

Anledning till att isokroner inte sammanfaller med vissa källor kan vara på grund av bristfällig data, samt att extinktionen har underestimeras. Detta kunde ses genom att addera en konstant på 2 till beräkningen av varje stjärnas extinktion, vilket medförde att ett flertal av de stjärnor som syns i 14 och 15 hamnade inom de streckade linjerna (massisokroner), jämför med figurer 29 för G31.98+0.07 respektive B för Orion som finns i appendix. En annan förklaring hade varit att stjärnorna hade en mycket högre ålder än vad tidigare beräkningar har trott. Detta stöds genom att plotta ut isokronen på 10^9 år som då går mellan ett flertal av stjärnorna, vilket kan ses i figur B i appendix. För HOPS källorna förekommer dock fortfarande många av källorna under 10^9 åldersisokronen, därmed måste det vara andra faktorer som påverkar, såsom beräkning av absoluta magnitud. Därmed antas att de stora fel i distansberäkningarna som kommer ifrån Gaia distanskompliment och/eller en underestimerad extinktion har lett, enligt ekvation (1), till att den absoluta mag-

nituden för källorna har blivit mindre än vad den borde vara.

En anledning till att tro att metoden underestimerar extinktionen för kärnorna är att de antas vara i ett tidigt stadie i sin utveckling och kommer därmed att vara omringade av absorberande gas och stoft, vilket borde öka extinktionen signifikant. Metoden som uppskattar extinktionen tar dock medelvärdet av samtliga källor som befinner sig nära vardera kärna, men dessa källor kan vara i helt andra utvecklingsstadier och är kanske inte omringade av samma absorberande gas och stoft som en ung stjärna, vilket betyder att deras extinktion även är lägre. Gaia är även partisk mot källor med låg extinktion, eftersom den endast observerar objekt med apparenta magnituder under 20 och därmed undviker källor med hög extinktion enligt ekvation (1), vilket gör att extinktionsmedelvärdet viktas mot källor med lägre extinktion.

Antagandet av solens metallicitet på 0,0152 kan även ha påverkat skapandet av isokroner eftersom detta värdet anges i ekvation (4) för att ta fram relationen mellan massförlusten som funktion utav tid. Enligt (50) har Z_{\odot} estimerats till 0,0134 av Asplund för att sedan höjas till 0,0141 av Lodders, Palme & Gail samma år (49). Sätts metalliciteten för en stjärna till en tiondel utav solens Z_{\odot} för de två värden, fås en skillnad på $0,0160M_{\odot}$ per år. Enbart efter 100 år är skillnaden uppe i 16 solmassors skillnad, under förutsättningen att Z är konstant och att stjärnan är en blå superjätte. Observera att detta gäller för stjärnor som är av mycket större storlekar än de som detta projekt har behandlat. Det ger däremot en insikt om att PARSEC metoden har gjort antagande för sina beräkningar.

I de tidigare analyserna i rapporten har avståndet till molnet G31.98+0.07, och därmed alla identifierade kärnor, antagits vara 4900 pc, men, ifall kärnorna har matchats rätt, figur 11b visar att så inte är fallet. Visserligen ligger de flesta kärnors felintervall inom 4900 pc, men det förekommer även kärnor som inte gör det. Ifall man bortser ifrån felintervallen och endast tar hänsyn till den uppskattade distansen, det vill säga punkterna i figur 11b, syns det att för 11 av 13 kärnor har distansen överskattats. Notera speciellt att källa 4, 5, 6, som har spektrala energifördelningar i kapitel 4.1, har en överskattad distans och således kommer även deras massor att vara överskattade. Vilket kan vara en av många anledningar till att övriga massberäkningar för kärnorna är avsevärt lägre.

I tabell 5 har massan för flera av stjärnorna estimerats mellan $0,65$ och $2,8M_{\odot}$ förutom för en stjärna, vars massa estimerades till $19,28M_{\odot}$. Däremot är massorna som estimerades genom anpassning av modeller till deras spektrala energifördelning, enligt tabell 7, mellan 4 och $48M_{\odot}$. Detta tyder på att massorna har generellt underskattats i isokronerna eller att spektrala energifördelningsmodellerna överskattat massorna. Troligtvis beror detta, som tidigare nämnts, att stjärnorna har blivit missplacerade i färg-magnitudsdiagrammet. I tabell 3 visas de källor med bäst anpassade SED-modeller och deras åldrar uppskattas ligga mellan 29000 - 380000 år, medan tabell 5 ligger mellan 50000 - 6,2 miljoner år. Den stora skillnaden tyder återigen på att resultaten för SED-modellerna är bättre, eftersom källorna förväntats vara yngre stjärnor.

6

Etiska Aspekter

Identifikationen och analysen av massiva stjärnors bildning i detta arbete är svår att koppla till något specifikt etiskt dilemma. Projektet utför inga egna observationer utan utnyttjar sig av data från redan gjorda observationer. Det råder däremot aspekter inom forskningsområdet för astronomi, vilket bland annat handlar om vart teleskopen ska vara placerade och energiförbrukningen inom branschen. I detta kapitel presenteras några utmaningar som astronomivärlden behöver ta hänsyn till för att skapa en mer socialt och miljömässigt hållbar framtid.

6.1 Astronomins sociala aspekter

Att observationer av galaxens många under kan vara problematiskt för individer är inte uppenbart vid första ögonblicken. Rymdforskning behandlar inte personuppgifter och därmed är personlig integritet och datasäkerhet inget astronomen behöver tänka på. Däremot är det viktigt för astronomen att ha korrekt och pålitlig mätdata från teleskopen för att forskningen ska vara så riktig som möjligt. För att teleskopen ska fungera optimalt, krävs det att dessa är placerade på områden där moln, dis och olika typer av föroreningar så som ljusförorening eller distortion från vattenånga inte har stor påverkan (85). Därmed placeras dessa stora teleskop oftast uppe på höga berg långt ifrån städer för att minimera dessa två faktorer. När områden av intresse har varit berg som har ansetts vara heliga för lokalbefolkningen har projekteringen av teleskopbygge skapat spänningar. Exempel på detta är berget Mount Graham i Arizona (USA) som ligger på apachefolkets heliga land (86) eller den inaktiva vulkanen Mauna Kea på Hawaii, där uppkomst har debatterats sedan 1970 talet (87).

Mauna Kea, *Vita Berget* på hawaiiska, är med sina 4207 meter över havsytan Stilla havtets högsta topp och når över 40% av jordens atmosfär (88). De torra, vindstilla och föroreningsfria betingelserna på bergstoppen samt dess höjd gör därmed Mauna Kea till ett extremt attraktivt ställe för astronomiska observatorium, vilket förklarar att området är värd till 13 teleskop, dock inga som används i detta projekt (89). Utöver detta är Mauna Kea också en helig plats där den polynesiska lokalbefolkningen samlas och utför religiösa ritualer vid sina urgamla begravningsplatser och helgedomar (88).



Figur 16: Vänster: Teleskop från Mauna Kea Observatoriet. Synligt är Subaru Telescope, W. M. Keck-observatoriet och NASA Infrared Telescope Facility (90). Höger: Hawaiianska kulturutövare, miljöpartister och aktivister samlas för att stå solidariskt mot första spadtaget för TMT den 7 oktober 2014 (91).

Det är inte bara själva ockupationen av berget som ogillas av hawaiianerna. En stor del av kritiken kommer från en avsaknad av kommunikation mellan astronomerna och infödingarna. Språkbarriären har funnits i många år, vilket medför att astronomer har saknat förståelse för betydelsen bakom befolkningens seder och traditioner kopplade till Mauna Kea. Dessutom har icke-engelsktalande infödingar inte kunnat yttra sig eller till och med tystats, vilket förklarar att hawaiianernas röst inte har hörts förrän 90-talet (88).

Däremot har lokalbefolkningen också svårt att se de positiva effekterna från rymdverksamheten. Utöver den vetenskapliga betydelsen av forskningen är den astronomiska industrin som Mauna Kea attraherat även viktig för Hawaiis egna ekonomi. Enligt University of Hawai'i Economic Research Organization (UHERO) (92), genererade astronomisektorn 221 miljoner dollar (102 miljoner dollar på Hawaii) i total produktion av varor och tjänster år 2019 i Hawaii-staten, vilket motsvarar 78% av produktionen från jordbruk i Hawaii. Fortsättningsvis redovisar UHERO att branschen stödjer sysselsättningen av 1313 invånare (611 på Hawaii) samt utbildningsmöjligheter för hundratals hawaiianska familjer.

I ett försök att förena kultur och vetenskap, öppnades 2006 Imiloa Astronomy Center, ett centrum för att underlätta formell astronomiutbildning och integrering av vetenskap i inhemska kulturer och föra samman de två världarna till att dela samma vision (93). Trots att båda parterna i konflikten har än idag delade meningar, har förståelsen i samhället ökat. Nya projekt som bygget av Thirty Meter Telescope (TMT), ett observatorium med ett extremt stort teleskop, river upp gamla sår. Den 7 oktober 2014, elva år efter att projektets start (94), samlades demonstranter för att stå emot första spadtaget för TMT (95), vilket upprepades 2015 (96) och 2019 (97). Än idag är frågan, hur ställs kultur mot vetenskap?

6.2 Astronomins miljöpåverkan

Att astronomi är en resurskrävande industri är inte förvånande, när man tänker på satelliterna som kretsar kring jorden eller teleskop som SOFIA eller Square Kilometre Array (SKA). Men rymdverksamhetens miljöpåverkan sträcker sig längre än enbart till miljökonsekvenserna från material- och energiförbrukningen som behövs för att bygga satelliter och teleskop. Det är viktigt att ta hänsyn till att våra stationära teleskop på jorden placeras på avlägsna ställen, långt från luft- och ljudföroreningar, och därmed städer. Detta innebär att det är långa transportsträckor för både byggmaterial och personal, samt att infrastruktur för energi som behövs till konstruktionen och driften måste byggas i dessa avlägsna områden. Därmed kan det vara en utmaning att driva de teleskop som inte kan anslutas till lokala elnät med förnybar energi. Driftenergi är en av de stora miljöbovarna och representerar en avgörande andel av observatoriernas budget, därmed är det viktigt för både natur och astronomiverksamheter att optimera anläggningarnas drift genom att minska energikonsumtionen och använda miljösmart och billig kraft.

Teleskop och observatorium i Atacamaöknen i Chile, där ALMA-teleskopet som används i projektet ligger, har en egen gasolddriven kraftanläggning för att försörja observatorium och teleskop i området. I ett försök att minska utsläpp lanserade ESO ett program för att ersätta gasolen med naturgas och med icke-konventionell förnybar energi (NCRE) för respektive ALMA och Paranal-observatoriet. Projektet ska ha resulterat i en minskning av CO₂-utsläpp med 16% för ALMA-teleskopet och en ökande minskning av från år till år, med en minskning på 3990 ton CO₂-ekvivalenter 2017 till 13965 ton CO₂-ekvivalenter 2025 (98).

Dessvärre är de negativa effekterna på vår natur är redan observerbara. En studie från 1996 visade att ekosystemet för en alpinsk insekt, kallad *wēkiu*-insekten, förstördes av byggandet av observatorierna på Mauna Kea (88). Insekten förekommer enbart på Mauna Keas topp, där den kan utstå extrem kyla på grund av ett frostskyddsmedelsliknande ämne i kroppen. Tack vare miljöförvaltningsplaner och att hittills inga nya anläggningar har byggts på området har man kunnat observera att insekten har en stabil befolkning. Idag anses insekten inte längre vara en utrotningshotad art (99). *Wēkiu*-insekten är dock inte den enda arten som hotas av astronomisk konstruktion, det är fallet med till exempel Mount Grahams rödekorre (100). Det kan vara svårt att ställa vetenskap mot kultur eller miljö, särskilt när man inte vet hur mycket nytta vetenskapen kan bidra med. Det man kan ta med sig är att det är alltid viktigt att förankra beslut och förebygga eventuella negativa konsekvenser.

7

Slutsatser

I detta arbete undersöktes strukturen i ett molekyllärt moln där intressanta områden för stjärnbildning blev identifierade. Genom att analysera radio- och infraröda observationer i olika våglängder, emissionslinjer för $C^{18}O$ och N_2H^+ , kunde flera slutsatser dras om den potentiella stjärnbildningen i det molekyllära molnet och sammanfattas nedan.

I arbetet identifierades 13 potentiella stjärnor varav tre hade tillräckligt många datapunkter för att kunna göra en rigorös SED-modellering som resulterade i kärnmassor mellan 30 - 480 M_\odot , stjärnmassor mellan 8 - 32 M_\odot och åldrar mellan 29000 - 380000 år. Ifrån noggrannare analys av dessa tre noterades även emissionslinjer av rotationsövergångar hos $C^{18}O$ ($J=2 - 1$) och N_2H^+ ($J=1 - 0$), vilket stödjer att de tre källorna är täta kärnor, som indikerar på ett tidigt stadie av stjärnbildning. Efter ytterligare analys med datan från ALMA utslöts även fragmentering hos en kärna, vilket stödjer antagandet om kärnackretion som SED-modellerna är baserade på och därmed stärker pålitligheten av modellernas resultat.

I ett försök att fastställa resultaten, matchades även de potentiella stjärnorna med källor observerade med Gaia. Men en ofullständig beräkning av extinktion och distans, samt eventuella felmatchningar, medförde ofullständiga resultat som inte stämde överens med de resultat som tidigare erhållits från SED-modellerna. Flera av stjärnorna hade dock en liknande egenrörelse och distans, vilket kan indikera på att de bildats i en stjärnhop, men detta kan inte stödjas med åldersestimationerna. Det går dessutom inte att utsluta att de identifierade stjärnorna bildats i en stjärnhop med mindre massiva stjärnor, som på grund av deras relativt låga ljusstyrka och det stora avståndet, inte har kunnat identifieras. Eftersom ingen slutsats kan dras om de massiva stjärnornas tillhörande av stjärnhop går det inte heller att validera teorin om konkurrent ackretion som föreslagits för massiv stjärnbildning.

En begränsande faktor genom hela arbetet var brist på data. Därav hade det varit av intresse att begära observationstid hos dessa teleskop för att samla mer användbar data för att resultaten ska bli mer pålitliga och ge möjlighet för meningsfulla paralleller mellan olika analyseringsmetoder. Metoderna gav istället delvis motsäggelsefulla resultat och det är därmed svårt att dra några statistiska slutsatser om eventuella stjärnors egenskaper.

Med hänsyn till detta uppmanas ett liknande arbete att utföras med bättre förberedning. Flera observationer i infrarött hade åstadkommit bättre anpassade modeller

för flera källor och undersökning av flera molekyler i högre vinkelupplösning hade givit en bättre insyn av molnets struktur. En djupare analys för samtliga källor med ALMA-teleskopet hade gynnat undersökningen av fragmentation i källorna och gjort det möjligt att bättre värdera resultaten utifrån SED-modellernas antaganden. En noggrannare analys för matchningen med källor från Gaia och en bättre uppskattad extinktion hade fastställt ifall källorna bildats i gemensamma stjärnhop. Därmed skulle mer pålitliga slutsatser om stjärnbildningsaktiviteten i molnet G31.98+0.07 kunna dras.

Litteraturförteckning

- [1] A. Frost, R. Oudmaijer, W. de Wit, and S. Lumsden, “Unveiling the traits of massive young stellar objects through a multi-scale survey,” *Astronomy & Astrophysics*, vol. 648, p. A62, 2021.
- [2] P. Sanhueza, J. M. Jackson, J. B. Foster, I. Jimenez-Serra, W. J. Dirienzo, and T. Pillai, “Distinct chemical regions in the “prestellar” infrared dark cloud g028. 23- 00.19,” *The Astrophysical Journal*, vol. 773, no. 2, p. 123, 2013.
- [3] R. Cesaroni, M. Felli, E. Churchwell, and M. Walmsley, “Massive star birth: A crossroads of astrophysics,” *Massive Star Birth: A Crossroads of Astrophysics*, vol. 227, 2005.
- [4] Y. Zhang and J. C. Tan, “Radiation transfer of models of massive star formation. iv. the model grid and spectral energy distribution fitting,” *The Astrophysical Journal*, vol. 853, no. 1, p. 18, 2018.
- [5] A. R. Choudhuri, *Astrophysics for physicists*. Cambridge University Press, 2010.
- [6] J. Rathborne, J. Jackson, E. Chambers, I. Stojimirovic, R. Simon, R. Shipman, and W. Frieswijk, “The early stages of star formation in infrared dark clouds: characterizing the core dust properties,” *The Astrophysical Journal*, vol. 715, no. 1, p. 310, 2010.
- [7] S. J. Carey, F. Clark, M. Egan, S. Price, R. Shipman, and T. Kuchar, “The physical properties of the midcourse space experiment galactic infrared-dark clouds,” *The Astrophysical Journal*, vol. 508, no. 2, p. 721, 1998.
- [8] R.-A. Chira, H. Beuther, H. Linz, F. Schuller, C. Walmsley, K. Menten, and L. Bronfman, “Characterization of infrared dark clouds-nh3 observations of an absorption-contrast selected irdc sample,” *Astronomy & Astrophysics*, vol. 552, p. A40, 2013.
- [9] J. M. Jackson, S. C. Finn, J. M. Rathborne, E. T. Chambers, and R. Simon, “The galactic distribution of infrared dark clouds,” *The Astrophysical Journal*, vol. 680, no. 1, pp. 349–361, jun 2008. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1086/587539>

- [10] Q. Zhang, Y. Wang, T. Pillai, and J. Rathborne, “Fragmentation at the earliest phase of massive star formation,” *The Astrophysical Journal*, vol. 696, no. 1, p. 268, 2009.
- [11] P. S. Joshi, “Gravitational collapse: the story so far,” *Pramana*, vol. 55, no. 4, pp. 529–544, 2000.
- [12] T. Inoue and Y. Fukui, “Formation of massive molecular cloud cores by cloud–cloud collision,” *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 774, no. 2, p. L31, 2013.
- [13] A. Potapov, C. Jäger, and T. Henning, “Ice coverage of dust grains in cold astrophysical environments,” *Physical Review Letters*, vol. 124, 06 2020.
- [14] “Spectral line,” *Cosmos- The SAO Encyclopedia of Astronomy*. Accessed: 2022-05-07. [Online]. Available: <https://astronomy.swin.edu.au/cosmos/s/Spectral+Line>
- [15] C. H. Penalosa, P. C. Clark, S. C. Glover, R. Shetty, and R. S. Klessen, “Using co line ratios to trace the physical properties of molecular clouds,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 465, no. 2, pp. 2277–2285, 2017.
- [16] L. Szűcs, S. C. O. Glover, and R. S. Klessen, “The 12CO/13CO ratio in turbulent molecular clouds,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 445, no. 4, pp. 4055–4072, 11 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1093/mnras/stu2013>
- [17] B. A. McGuire, “2018 census of interstellar, circumstellar, extragalactic, protoplanetary disk, and exoplanetary molecules,” *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 239, no. 2, p. 17, 2018.
- [18] N. Peretto, *Infrared Dark Cloud*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2020, pp. 1–6. [Online]. Available: https://doi.org/10.1007/978-3-642-27833-4_5497-1
- [19] G. Cosentino, “Physical and chemical processes in cloud-cloud collisions: Star formation in the making,” Ph.D. dissertation, UCL (University College London), 2019.
- [20] I. A. Bonnell, “Competitive Accretion and the Formation of Massive Stars,” in *Pathways Through an Eclectic Universe*, ser. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, J. H. Knapen, T. J. Mahoney, and A. Vazdekis, Eds., vol. 390, Jun. 2008, p. 26.
- [21] J. C. Tan, M. T. Beltrán, P. Caselli, F. Fontani, A. Fuente, M. R. Krumholz, C. F. McKee, and A. Stolte, “Massive star formation,” *Protostars and Planets VI*, vol. 149, no. 6, 2014.
- [22] C. McKee and J. Tan, “Massive star formation in 100,000 years from turbulent and pressurized molecular clouds,” *Nature*, vol. 416, pp. 59–61, 2002. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/416059a>

-
- [23] M. R. Krumholz, R. I. Klein, and C. F. McKee, “Radiation-hydrodynamic simulations of collapse and fragmentation in massive protostellar cores,” *The Astrophysical Journal*, vol. 656, no. 2, pp. 959–979, feb 2007. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1086/510664>
- [24] B. A. Wilking, “The formation of low-mass stars,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 101, no. 637, p. 229, 1989.
- [25] J. M. Rathborne, J. M. Jackson, and R. Simon, “Infrared Dark Clouds: Precursors to Star Clusters,” , vol. 641, no. 1, pp. 389–405, Apr. 2006.
- [26] R. Pudritz, R. Ouyed, C. Fendt, and A. Brandenburg, “Disk Winds, Jets, and Outflows: Theoretical and Computational Foundations,” in *Protostars and Planets V*, B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil, Eds., Jan. 2007, p. 277.
- [27] I. A. Bonnell, M. R. Bate, C. J. Clarke, and J. E. Pringle, “Competitive accretion in embedded stellar clusters,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 323, no. 4, pp. 785–794, 05 2001. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04270.x>
- [28] “Astronomy and cosmogony. by j. h. jeans pp. x 420, with xvi plates and 63 figures. cambridge university press, 1928. price 31s. 6d.” *Geological Magazine*, vol. 65, no. 7, p. 329–330, 1928.
- [29] E. Bressert, N. Bastian, and R. Gutermuth, “Do all stars in the solar neighbourhood form in clusters?” in *Star Clusters in the Era of Large Surveys*, A. Moitinho and J. Alves, Eds. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2012, pp. 147–154.
- [30] M. G. Wolfire and J. P. Cassinelli, “Conditions for the Formation of Massive Stars,” , vol. 319, p. 850, Aug. 1987.
- [31] H. Beuther, E. B. Churchwell, C. F. McKee, and J. C. Tan, “The formation of massive stars,” *arXiv preprint astro-ph/0602012*, 2006.
- [32] S. Stahler, F. Palla, and P. Ho, “The Formation of Massive Stars,” in *Protostars and Planets IV*, V. Mannings, A. P. Boss, and S. Russell, Eds., May 2000, pp. 327–352.
- [33] C. Battersby, A. Ginsburg, J. Bally, S. Longmore, M. Dunham, and J. Darling, “The onset of massive star formation: The evolution of temperature and density structure in an infrared dark cloud,” *The Astrophysical Journal*, vol. 787, no. 2, p. 113, 2014.
- [34] C. Zhou, M. Zhu, J. Yuan, Y. Wu, L. Yuan, T. J. T. Moore, and D. J. Eden, “Star formation in IRDC g31.970.07,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 485, no. 3, pp. 3334–3351, mar 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1093/mnras/stz603>

- [35] J. Kauffmann and T. Pillai, “HOW MANY INFRARED DARK CLOUDS CAN FORM MASSIVE STARS AND CLUSTERS?” *The Astrophysical Journal*, vol. 723, no. 1, pp. L7–L12, oct 2010. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/723/1/17>
- [36] Y. Zhang and J. C. Tan, “RADIATION TRANSFER OF MODELS OF MASSIVE STAR FORMATION. i. DEPENDENCE ON BASIC CORE PROPERTIES,” *The Astrophysical Journal*, vol. 733, no. 1, p. 55, may 2011. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/733/1/55>
- [37] Y. Zhang, J. C. Tan, and C. F. McKee, “Radiation transfer of models of massive star formation. ii. effects of the outflow,” *The Astrophysical Journal*, vol. 766, no. 2, p. 86, 2013.
- [38] Y. Zhang, J. C. Tan, and T. Hosokawa, “Radiation transfer of models of massive star formation. iii. the evolutionary sequence,” *The Astrophysical Journal*, vol. 788, no. 2, p. 166, 2014.
- [39] C. F. McKee and J. C. Tan, “The formation of massive stars from turbulent cores,” *The Astrophysical Journal*, vol. 585, no. 2, pp. 850–871, mar 2003. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1086/346149>
- [40] C.-Y. Law, J. C. Tan, P. Gorai, Y. Zhang, R. Fedriani, D. Tafuya, K. Tanaka, G. Cosentino, Y.-L. Yang, D. Mardones *et al.*, “Isolated massive star formation in g28. 20-0.05,” *arXiv preprint arXiv:2201.01411*, 2022.
- [41] J. M. De Buizer, M. Liu, J. C. Tan, Y. Zhang, M. T. Beltrán, R. Shuping, J. E. Staff, K. E. I. Tanaka, and B. Whitney, “The SOFIA Massive (SOMA) Star Formation Survey. I. Overview and First Results,” , vol. 843, no. 1, p. 33, Jul. 2017.
- [42] R. Fedriani, “From parsec to au scales : zooming-in on the formation of high-mass young stellar objects,” 2020.
- [43] M. G. Krause, S. S. Offner, C. Charbonnel, M. Gieles, R. S. Klessen, E. Vázquez-Semadeni, J. Ballesteros-Paredes, P. Girichidis, J. Diederik Kruijssen, J. L. Ward *et al.*, “The physics of star cluster formation and evolution,” *Space Science Reviews*, vol. 216, no. 4, pp. 1–46, 2020.
- [44] D. C. Palma, “Measuring the age of a star cluster,” https://www.e-education.psu.edu/astro801/content/17_p6.html, accessed: 2022-05-04.
- [45] E. M. Alvarez, “Cluster colour-magnitude diagrams,” 2004 [Online]. [Online]. Available: http://www.olasu.com.uy/arch_contenidos/Cluster_Colour_Magnitude_Diagrams.pdf
- [46] R. Pogge, “Lecture 6: The motions of the stars,” <https://www.astronomy.ohio-state.edu/pogge.1/Ast162/Unit1/motions.html>, 2006, accessed: 2022-05-04.

- [47] G. J. Herczeg, M. A. Kuhn, X. Zhou, J. Hatchell, C. F. Manara, D. Johnstone, M. Dunham, A. Bhardwaj, J. Jose, and Z. Yuan, “An initial overview of the extent and structure of recent star formation within the serpens molecular cloud using igaia/i data release 2,” *The Astrophysical Journal*, vol. 878, no. 2, p. 111, jun 2019. [Online]. Available: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1d67>
- [48] “Parallax,” *The Gale Encyclopedia of Science*. Accessed May 4, 2022 [Online]. [Online]. Available: <https://www.encyclopedia.com/science-and-technology/astronomy-and-space-exploration/astronomy-general/parallax>
- [49] A. Bressan, P. Marigo, L. Girardi, B. Salasnich, C. Dal Cero, S. Rubele, and A. Nanni, “PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code,” , vol. 427, no. 1, pp. 127–145, Nov. 2012.
- [50] Y. Chen, A. Bressan, L. Girardi, P. Marigo, X. Kong, and A. Lanza, “PARSEC evolutionary tracks of massive stars up to $350 M_{\odot}$ at metallicities $0.0001 \leq Z \leq 0.04$,” , vol. 452, no. 1, pp. 1068–1080, Sep. 2015.
- [51] Wikipedia, “Metallicitet — wikipedia,,” 2021, [Online; hämtad 4-maj-2022]. [Online]. Available: <https://sv.wikipedia.org/wiki/Metallicitet>
- [52] Wikipedia contributors, “Blue supergiant — Wikipedia, the free encyclopedia,” https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Blue_supergiant&oldid=1085161766, 2022, [Online; accessed 7-May-2022].
- [53] P. A. Crowther and L. Smith, “Fundamental parameters of wolf-rayet stars,” *Astronomy and Astrophysics*, 1997.
- [54] Wikipedia contributors, “Mass–luminosity relation — Wikipedia, the free encyclopedia,” 2022, [Online; accessed 9-May-2022]. [Online]. Available: https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Mass%E2%80%93luminosity_relation&oldid=1082506243
- [55] R. H. Hildebrand, “The determination of cloud masses and dust characteristics from submillimetre thermal emission,” Tech. Rep., 1983.
- [56] L. Girardi, G. Bertelli, A. Bressan, C. Chiosi, M. A. T. Groenewegen, P. Marigo, B. Salasnich, and A. Weiss, “Theoretical isochrones in several photometric systems. I. Johnson-Cousins-Glass, HST/WFPC2, HST/NICMOS, Washington, and ESO Imaging Survey filter sets,” , vol. 391, pp. 195–212, Aug. 2002.
- [57] L. Girardi, J. Dalcanton, B. Williams, R. de Jong, C. Gallart, M. Monelli, M. A. T. Groenewegen, J. A. Holtzman, K. A. G. Olsen, A. C. Seth, D. R. Weisz, and ANGST/ANGRRR Collaboration, “Revised Bolometric Corrections and Interstellar Extinction Coefficients for the ACS and WFPC2 Photometric Systems,” , vol. 120, no. 867, p. 583, May 2008.
- [58] S. Rubele, L. Kerber, L. Girardi, M. R. Cioni, P. Marigo, S. Zaggia, K. Bekki, R. de Grijs, J. Emerson, M. A. T. Groenewegen, M. Gullieuszik, V. Ivanov,

- B. Miszalski, J. M. Oliveira, B. Tatton, and J. T. van Loon, “The VMC survey. IV. The LMC star formation history and disk geometry from four VMC tiles,” , vol. 537, p. A106, Jan. 2012.
- [59] P. Marigo, L. Girardi, A. Bressan, M. A. T. Groenewegen, L. Silva, and G. L. Granato, “Evolution of asymptotic giant branch stars. II. Optical to far-infrared isochrones with improved TP-AGB models,” , vol. 482, no. 3, pp. 883–905, May 2008.
- [60] F. Castelli and R. L. Kurucz, “New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres,” in *Modelling of Stellar Atmospheres*, N. Piskunov, W. W. Weiss, and D. F. Gray, Eds., vol. 210, Jan. 2003, p. A20.
- [61] F. Allard, P. H. Hauschildt, D. R. Alexander, J. W. Ferguson, and A. Tamanai, “Model Atmospheres and Spectra of Brown Dwarfs to Giant Planets,” in *From Giant Planets to Cool Stars*, ser. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, C. A. Griffith and M. S. Marley, Eds., vol. 212, Jan. 2000, p. 127.
- [62] F. Allard, P. H. Hauschildt, D. R. Alexander, A. Tamanai, and A. Schweitzer, “The Limiting Effects of Dust in Brown Dwarf Model Atmospheres,” , vol. 556, no. 1, pp. 357–372, Jul. 2001.
- [63] M. A. Fluks, B. Plez, P. S. The, D. de Winter, B. E. Westerlund, and H. C. Steenman, “On the spectra and photometry of M-giant stars,” , vol. 105, pp. 311–336, Jun. 1994.
- [64] [Online]. Available: <https://www.iram-institute.org/EN/30-meter-telescope.php?ContentID=2&rub=2&srub=0&ssrub=0&ssrub=0>
- [65] “Antennas.” [Online]. Available: <https://www.almaobservatory.org/en/about-alma/how-alma-works/technologies/antennas/>
- [66] Y. Zhang, J. C. Tan, N. Sakai, K. E. I. Tanaka, J. M. De Buizer, M. Liu, M. T. Beltrán, K. Kratter, D. Mardones, and G. Garay, “An Ordered Envelope-Disk Transition in the Massive Protostellar Source G339.88-1.26,” , vol. 873, no. 1, p. 73, Mar. 2019.
- [67] “Arcsecond: Cosmos.” [Online]. Available: <https://astronomy.swin.edu.au/cosmos/A/Arcsecond>
- [68] “The spitzer space telescope and irac.” [Online]. Available: <https://lweb.cfa.harvard.edu/~mmarengo/me/irac.html>
- [69] Nasa/ipac infrared science archive. [Online]. Available: <https://irsa.ipac.caltech.edu/data/SPITZER/docs/spitzerdataarchives/>
- [70] Wikipedia contributors, “Stratospheric observatory for infrared astronomy,” 2022, [Hämtad 2022-05-05]. [Online]. Available: https://en.wikipedia.org/wiki/Stratospheric_Observatory_for_Infrared_Astronomy

-
- [71] Science archive. [Online]. Available: <https://www.sofia.usra.edu/data/science-archive>
- [72] W. contributors, “Herschel space observatory.” [Online]. Available: https://en.wikipedia.org/wiki/Herschel_Space_Observatory
- [73] herchel science archive. [Online]. Available: <http://archives.esac.esa.int/hsa/whsa/>
- [74] E. S. Agency, “Expected science performance for the nominal and the extended mission.” [Online]. Available: <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/science-performance>
- [75] Wikipedia contributors, “Gaia (spacecraft) — Wikipedia, the free encyclopedia,” 2022, [Online; accessed 3-May-2022]. [Online]. Available: [https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Gaia_\(spacecraft\)&oldid=1085120106](https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Gaia_(spacecraft)&oldid=1085120106)
- [76] C. A. L. Bailer-Jones, J. Rybizki, M. Fouesneau, M. Demleitner, and R. Andrae, “Estimating Distances from Parallaxes. V. Geometric and Photogeometric Distances to 1.47 Billion Stars in Gaia Early Data Release 3,” , vol. 161, no. 3, p. 147, Mar. 2021.
- [77] E. Furlan, W. J. Fischer, B. Ali, A. M. Stutz, T. Stanke, J. J. Tobin, S. T. Megeath, M. Osorio, L. Hartmann, N. Calvet, C. A. Poteet, J. Booker, P. Manoj, D. M. Watson, and L. Allen, “The Herschel Orion Protostar Survey: Spectral Energy Distributions and Fits Using a Grid of Protostellar Models,” , vol. 224, no. 1, p. 5, May 2016.
- [78] “A primer on the fits data format,” 2014.
- [79] Wikipedia contributors, “Jansky — Wikipedia, the free encyclopedia,” 2022, [Hämtad 2022-05-07]. [Online]. Available: <https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Jansky&oldid=1084905057>
- [80] Y. Zhang, J. C. Tan, K. E. Tanaka, J. M. De Buizer, M. Liu, M. T. Beltrán, K. Kratter, D. Mardones, and G. Garay, “Dynamics of a massive binary at birth,” *Nature Astronomy*, vol. 3, no. 6, 2019.
- [81] E. Furlan, W. J. Fischer, B. Ali, A. M. Stutz, T. Stanke, J. J. Tobin, S. T. Megeath, M. Osorio, L. Hartmann, N. Calvet, C. A. Poteet, J. Booker, P. Manoj, D. M. Watson, and L. Allen, “The Herschel Orion Protostar Survey: Spectral Energy Distributions and Fits Using a Grid of Protostellar Models,” , vol. 224, no. 1, p. 5, May 2016.
- [82] “Vizier.” [Online]. Available: <https://vizier.cds.unistra.fr/>
- [83] “Aladin lite.” [Online]. Available: <https://aladin.u-strasbg.fr/AladinLite/>
- [84] P. Sanhueza, J. M. Jackson, Q. Zhang, A. E. Guzmán, X. Lu, I. W. Stephens, K. Wang, and K. Tatematsu, “A massive prestellar clump hosting no high-mass cores,” *The Astrophysical Journal*, vol. 841, no. 2, p. 97, 2017.

- [85] "What are seeing conditions." [Online]. Available: <https://www.assa.org.au/resources/sky-watching/seeing/>
- [86] E. Brandt, "The fight for dzil ncha si an, mt. graham: Apaches and astrophysical development in arizona," *Cultural Survival Quarterly Magazine*, 1995. [Online]. Available: <https://www.culturalsurvival.org/publications/cultural-survival-quarterly/fight-dzil-ncha-si-mt-graham-apaches-and-astrophysical>
- [87] M. Moseley, "The hawaiian elders awaiting trial for protesting the world's largest telescope," *The Guardian*, Feb 2022. [Online]. Available: <https://www.theguardian.com/world/2022/feb/08/hawaii-elders-awaiting-trial-for-protesting-worlds-largest-telescope-mauna-kea>
- [88] J. E. Ciotti, "Historical views on mauna kea: From the vantage points of hawaiian culture and astronomical research," *The Guardian*, 2011. [Online]. Available: https://evols.library.manoa.hawaii.edu/bitstream/10524/33785/1/HJH45_147-166.pdf
- [89] "Mauna kea is unique," *Maunakea Observatories*, 2020. [Online]. Available: <https://www.maunakeaobservatories.org/maunakea-is-unique/>
- [90] "Mauna kea observatory." [Online]. Available: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Mauna_Kea_observatory.jpg
- [91] "Tmt blockade on mauna kea." [Online]. Available: <https://www.flickr.com/photos/occupyhilo/15325707619/in/photostream/>
- [92] U. News, "Uhero: Astronomy continues to significantly impact hawaii economy," *University of Hawai'i News*, 2022. [Online]. Available: <https://www.hawaii.edu/news/2022/01/30/uhero-astronomy-economic-impact-hawaii/>
- [93] "About imiloa." [Online]. Available: <https://imiloahawaii.org/about-imiloa>
- [94] "Timeline," *TMT International Observatory*. [Online]. Available: <https://www.tmt.org/page/timeline>
- [95] S. K. Jennifer, "Protesters halt mauna kea telescope groundbreaking," *Star Advertiser*, oktober 2014. [Online]. Available: <https://www.staradvertiser.com/2014/10/07/breaking-news/protesters-halt-mauna-kea-telescope-groundbreaking/>
- [96] "Mauna kea defenders protest against 18-storey high telescope," april 2015. [Online]. Available: <https://www.bbc.com/news/blogs-trending-32239000>
- [97] "Mauna kea: Hawaii protesters delay giant telescope construction," *BBC News*, juli 2015. [Online]. Available: <https://www.bbc.com/news/world-us-canada-49035815>

- [98] G. Filippi, R. Tamai, D. Kalaitzoglou, W. Wild, A. Delorme, and D. Rioseco, “A new mix of power for the ESO installations in Chile: greener, more reliable, cheaper,” in *Ground-based and Airborne Telescopes VI*, H. J. Hall, R. Gilmozzi, and H. K. Marshall, Eds., vol. 9906, International Society for Optics and Photonics. SPIE, 2016, pp. 1829 – 1839. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1117/12.2231976>
- [99] D. of the Interior, “Federal register: Review of native species that are candidates for listing as endangered or threatened,” p. 2, 2011. [Online]. Available: <https://www.govinfo.gov/content/pkg/FR-2011-10-26/pdf/2011-27122.pdf#page=2>
- [100] “Mount graham red squirrels,” [Hämtad 2022-05-07]. [Online]. Available: <http://mountgraham.org/mount-graham-red-squirrels>

A

Appendix I: Tabeller

Tabell 6: Samtliga källors beräknade flöde. Notera att det är väldigt många våglängder som inte har ett beräknat flöde för källorna 1-3 och 7-13, vilket även är därför deras SED och anpassade modeller blir mycket opålitliga.

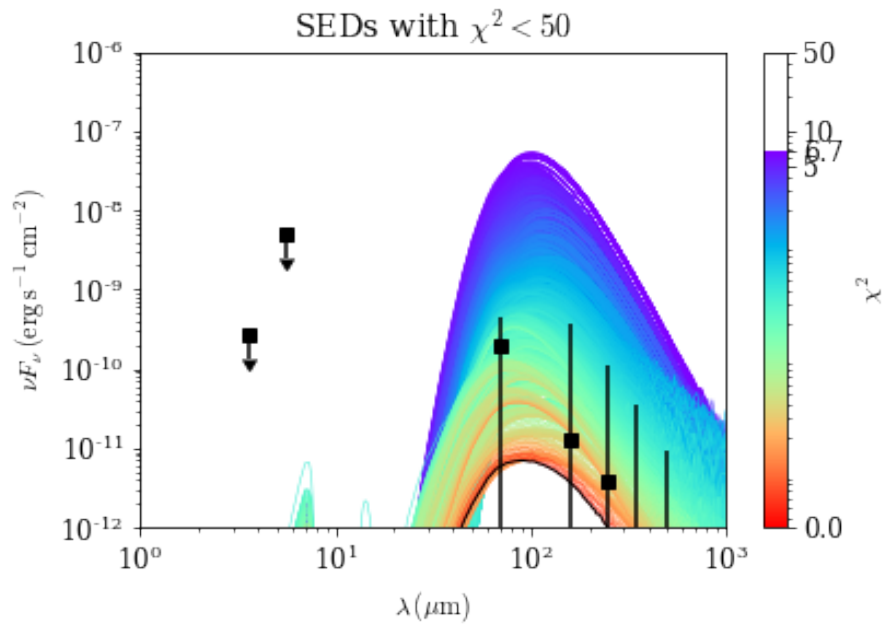
Källa	$F_{3,6}$ [Jy]	$F_{4,5}$ [Jy]	$F_{5,6}$ [Jy]	$F_{7,7}$ [Jy]	$F_{8,0}$ [Jy]	$F_{19,7}$ [Jy]	$F_{31,5}$ [Jy]	$F_{37,1}$ [Jy]	F_{70} [Jy]	F_{160} [Jy]	F_{250} [Jy]	F_{350} [Jy]	F_{500} [Jy]
1	0,3	...	9,5	9,5	4,5	0,7	0,3	0,02
2	2,0	...	8,7	813,5	869,4	446,8	200,7	66,2
3	10,8	702,6	758,8	338,8	138,6	45,9
4	...	0,2	1,0	4,0	55,1	59,9	51,9	22,2	6,0
5	0,3	...	2,5	8,5	...	13,9	71,0	113,5	163,4	112,5	72,8	30,5	11,3
6	0,1	...	1,3	2,5	...	2,0	64,7	105,7	545,6	593,1	357,4	139,1	29,2
7	11,7	2,3	1,1	0,4	0,1
8	0,1	2,3	4,4	6,5	2,3	0,6
9	...	0,03	29,8	32,4	27,8	7,5	1,1
10	36,2	31,6	19,3	9,6	2,9
11	26,0	21,6	17,1	5,1	0,8
12	31,2	16,6	7,2	3,5	0,8
13	4,3	3,6	2,3	0,7	...

Tabell 7: Samtliga källors uppskattade parametrar efter anpassning av modellerna från (4) för deras spektrala energifördelning.

Källa	M_c [M_\odot]	Σ_{cl} [g cm^{-2}]	m_* [M_\odot]	A_V [mag]	θ_{view} [$^\circ$]	$\theta_{\text{w,esc}}$ [$^\circ$]	\dot{M}_{disk} [$M_\odot \text{ yr}^{-1}$]	L_{bol} [L_\odot]	Ålder [År]
1	10	3,16	4	500	89	68	$2,4 \times 10^{-5}$	$6,7 \times 10^2$	$1,8 \times 10^5$
2	480	3,16	24	823	71	12	$2,0 \times 10^{-3}$	$2,9 \times 10^5$	$2,4 \times 10^4$
3	400	3,16	16	514	39	10	$1,5 \times 10^{-3}$	$1,1 \times 10^5$	$2,0 \times 10^4$
4	30	3,16	8	312	48	34	$5,0 \times 10^{-4}$	$1,5 \times 10^4$	$2,9 \times 10^4$
5	50	3,16	24	56	68	56	$6,8 \times 10^{-4}$	$1,9 \times 10^5$	$4,7 \times 10^4$
6	480	0,1	32	306	13	26	$1,6 \times 10^{-4}$	$1,6 \times 10^5$	$3,8 \times 10^5$
7	10	3,16	4	0	13	56	$1,9 \times 10^{-4}$	$1,9 \times 10^3$	$2,9 \times 10^4$
8	60	0,1	16	500	74	76	$2,0 \times 10^{-5}$	$2,5 \times 10^4$	$5,3 \times 10^5$
9	160	0,1	8	615	89	17	$6,3 \times 10^{-5}$	$1,1 \times 10^3$	$2,4 \times 10^5$
10	100	3,16	48	507	62	71	$7,1 \times 10^{-4}$	$4,6 \times 10^5$	$5,9 \times 10^4$
11	100	0,1	16	557	89	45	$6,2 \times 10^{-5}$	$3,0 \times 10^4$	$4,1 \times 10^5$
12	100	3,16	48	603	44	71	$7,1 \times 10^{-4}$	$4,6 \times 10^5$	$5,9 \times 10^4$
13	30	0,1	8	500	74	57	$2,6 \times 10^{-5}$	$6,3 \times 10^3$	$4,1 \times 10^5$

B

Appendix II: Bilder



Figur 17: Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 1. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.

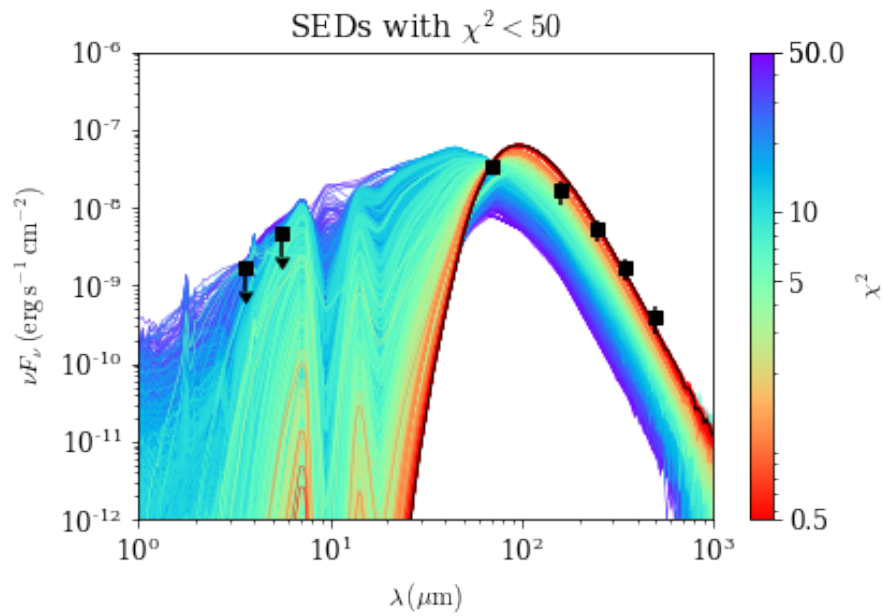


Figure 18: Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 2. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.

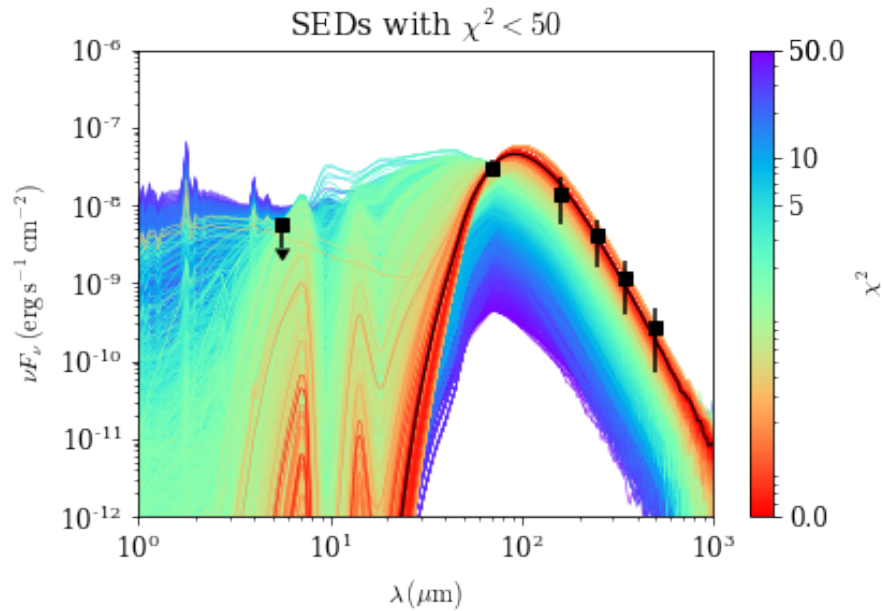
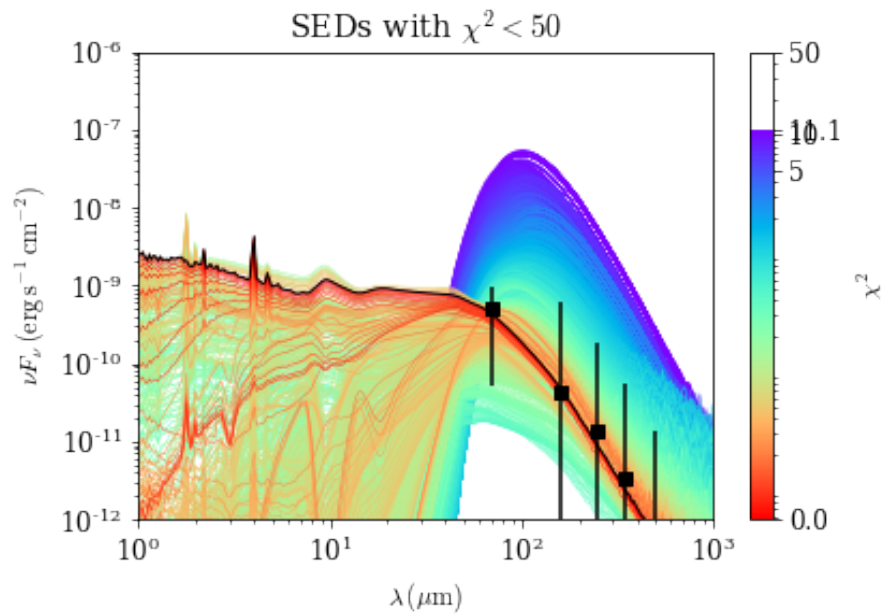
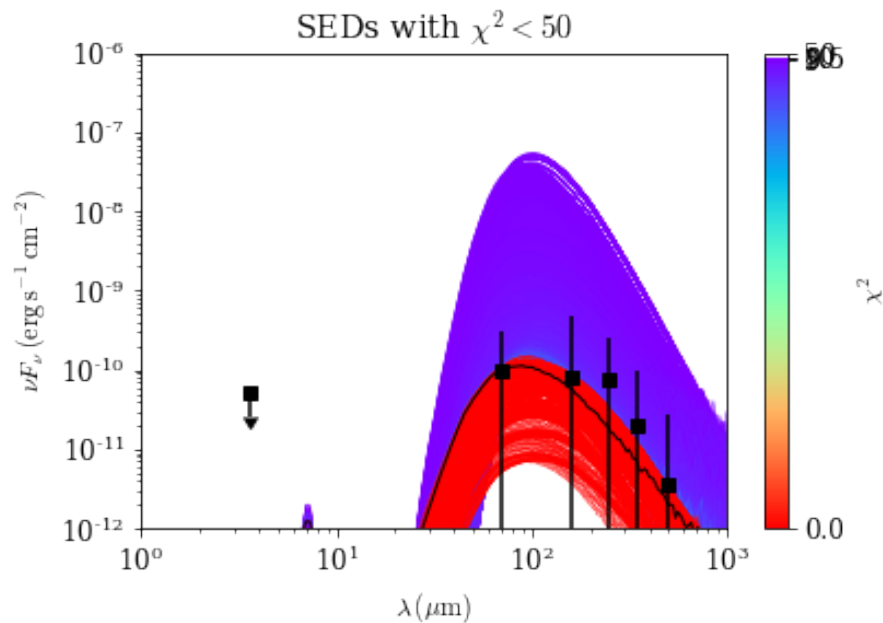


Figure 19: Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 3. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.



Figur 20: Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 7. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.



Figur 21: Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 8. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.

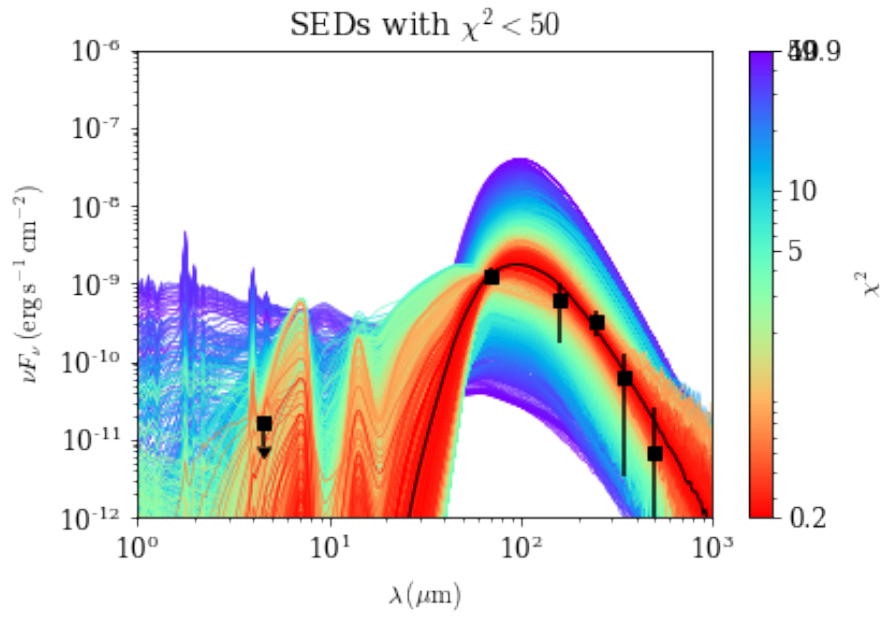


Figure 22: Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 9. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.

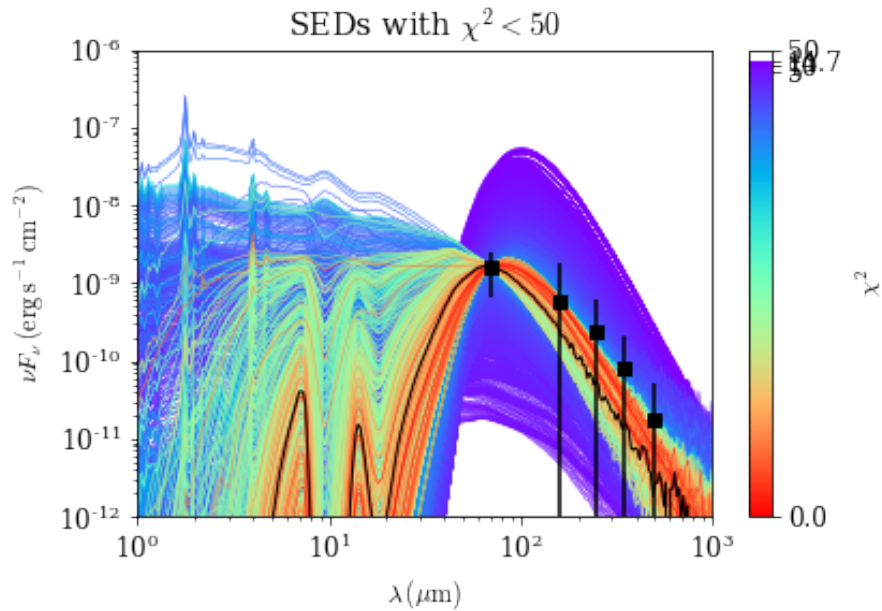
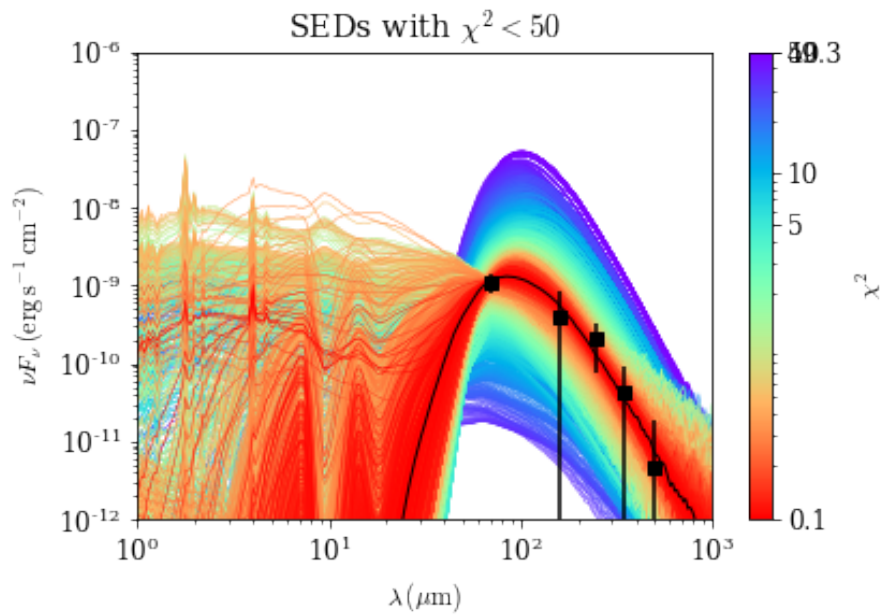
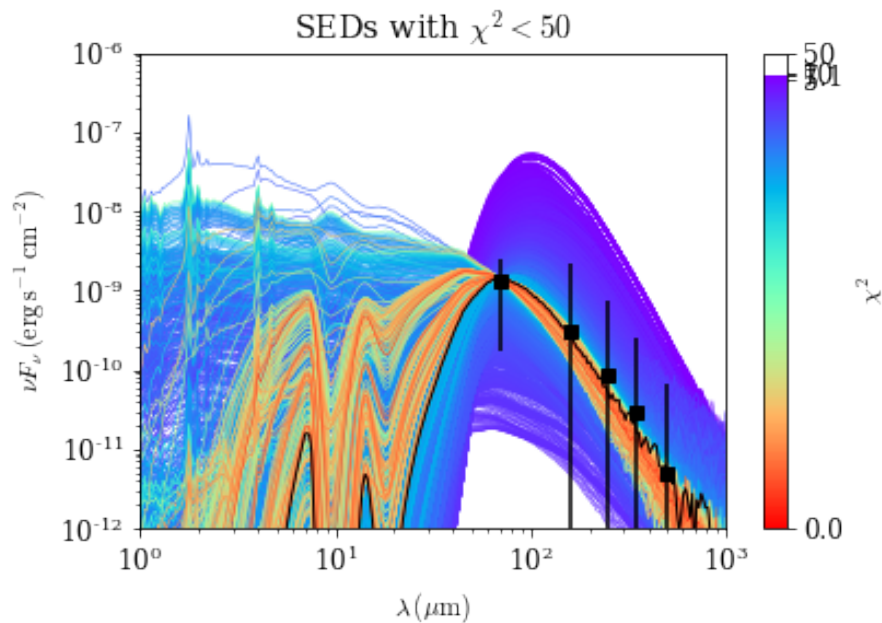


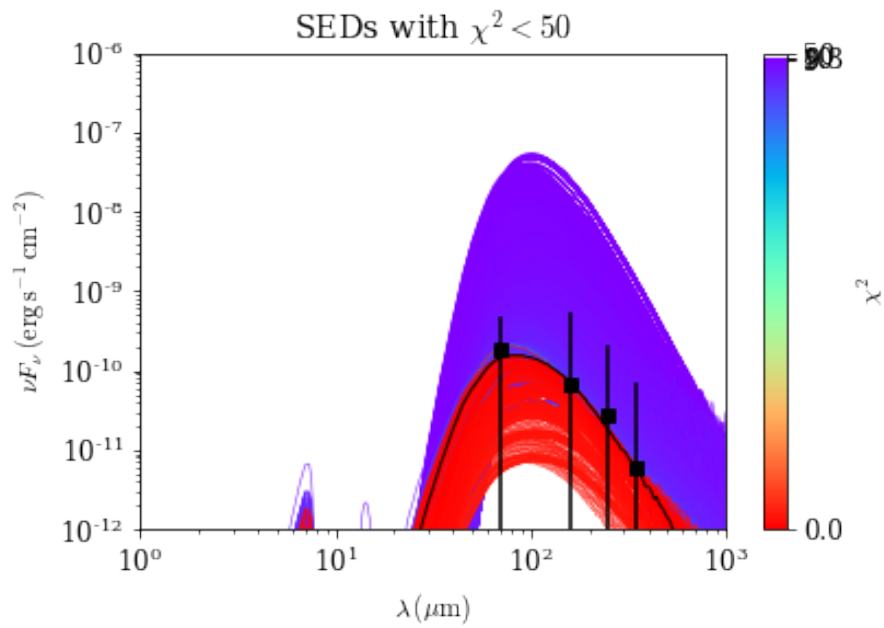
Figure 23: Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 10. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.



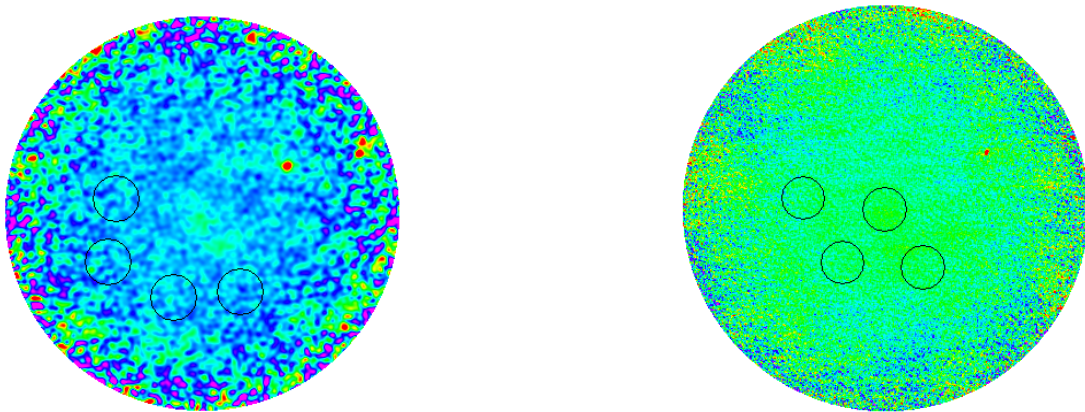
Figur 24: Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 11. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.



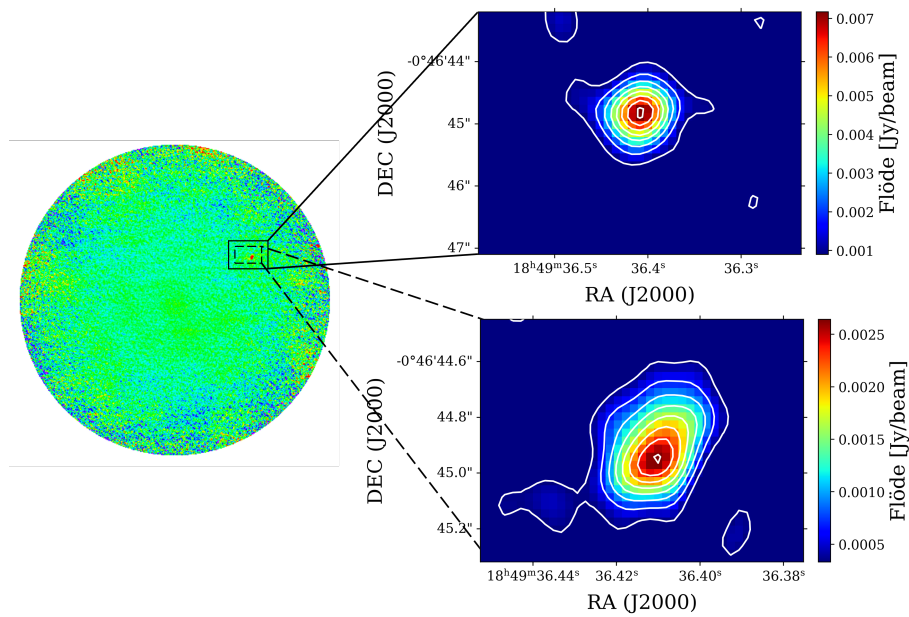
Figur 25: Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 12. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.



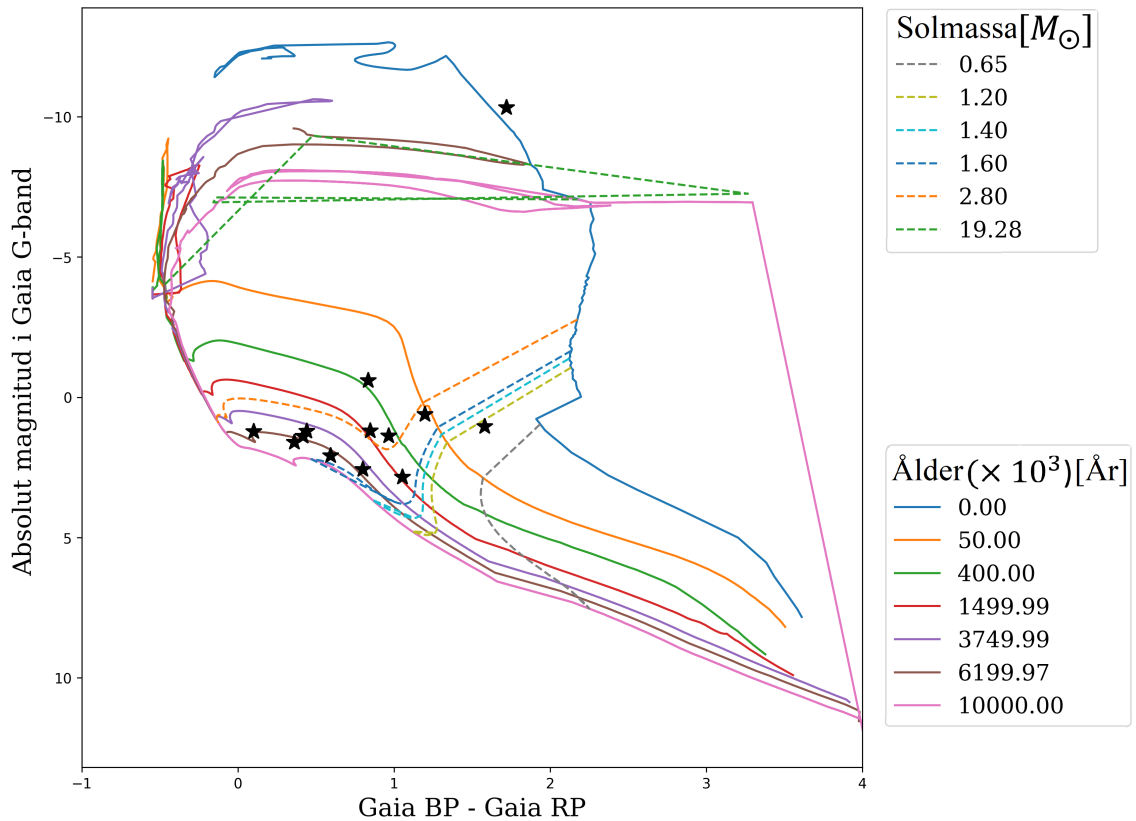
Figur 26: Figuren visar anpassade modeller för den spektrala energifördelning för källa 13. Den bäst anpassade modellen visas med en tjock svart linje och källans beräknade flöde för vardera våglängd markeras med svarta rutor.



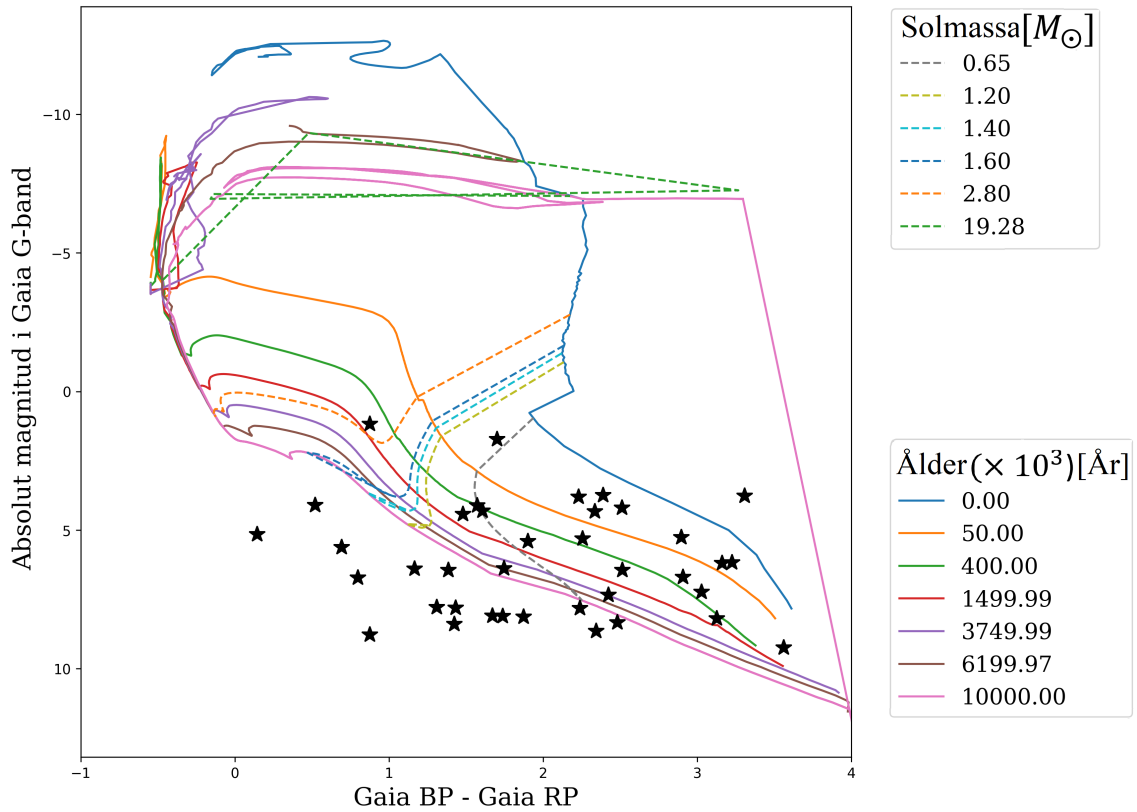
Figur 27: Figurerna visar de cirklar som användes för att estimeras RMS-värde i den kompakta datan (vänster) och utökade datan (höger). Notera att cirklarna placerats i områden utan utstickande intensitetstoppar, eftersom endast bruset är av intresse.



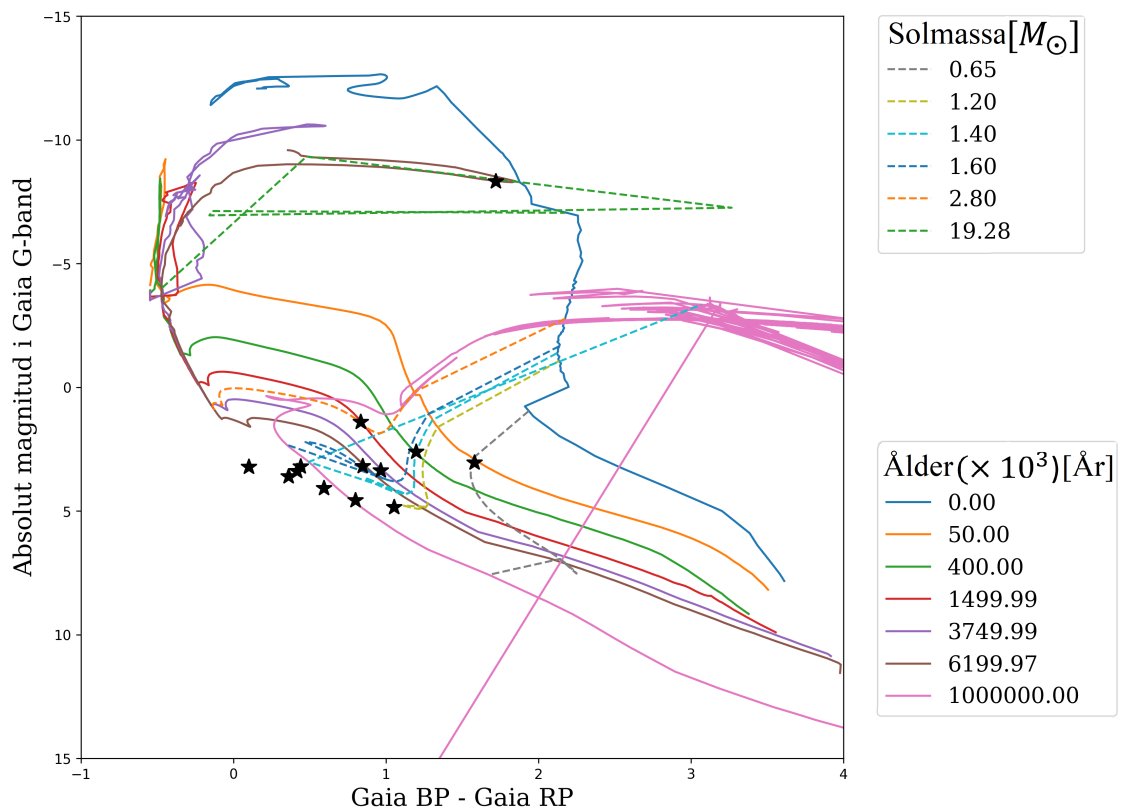
Figur 28: Vänster: G31.98+0.07-molnets 1.3 mm kontinuum bild, för den utspridda konfigurationen av ALMA-teleskopet. Den överliggande svarta cirkeln är källa 5 från figur 3. Uppe till höger: inzoomad vy av en konturplot gjord för kontinuum bilden med den kompakta konfigurationen. Den lägsta konturen har värdet $3 \times 298 \mu\text{Jy}$, steget mellan varje kontur är $3 \times 298 \mu\text{Jy}$ och RMS-värdet är $298 \mu\text{Jy}$. Nere till höger: inzoomad vy av en konturplot gjord för kontinuum bilden med den utspridda konfigurationen. Den lägsta konturen har värdet $3 \times 110 \mu\text{Jy}$, steget mellan varje kontur är $3 \times 110 \mu\text{Jy}$ och RMS-värdet är $110 \mu\text{Jy}$.



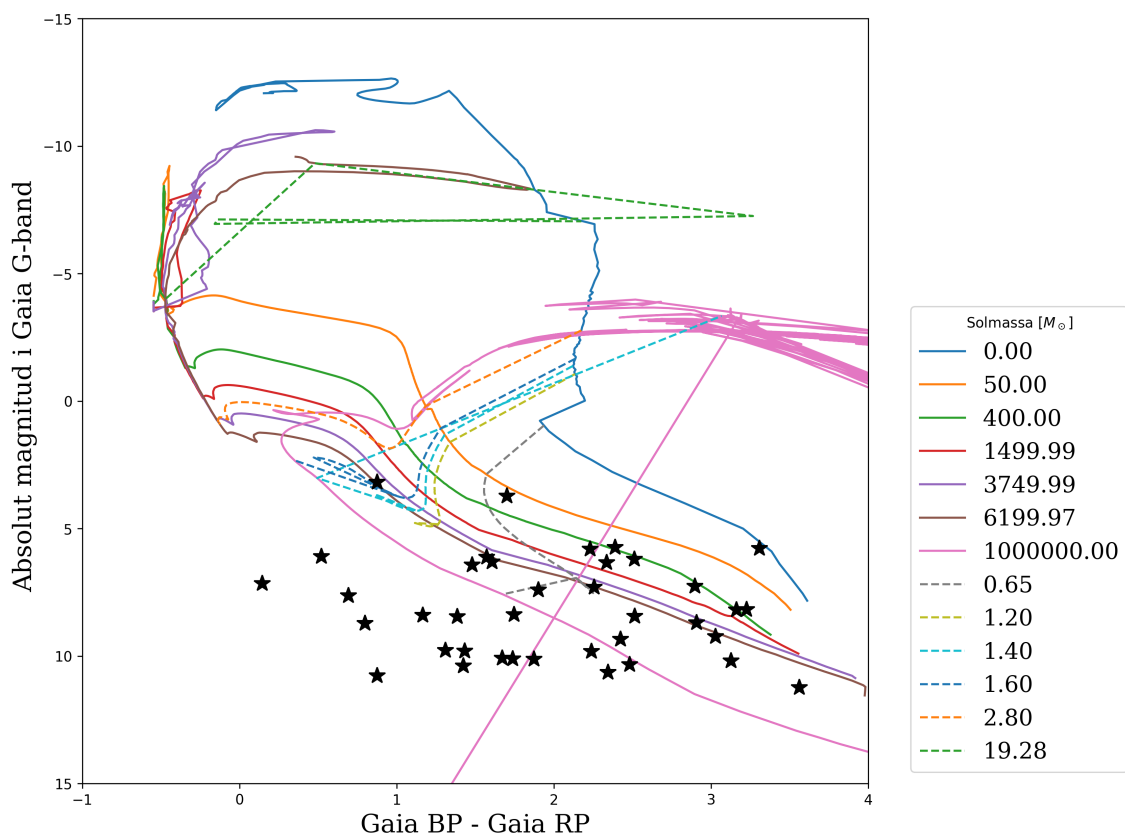
Figur 29: Färg-magnituddiagram med PARSEC evolutions modell, som visar de identifierade kärnorna i G31,98+0,07, och vilken massa och ålder dessa förväntas att ha. Konstant masslinje ses som streckad linjer medans isokronerna (linjer där åldern är konstant) är heldragna, stjärnorna representeras som svarta stjärnor. En konstant med värdet 2, har adderats till extinktion för att testa om denna har understimerats när absolut magnituden ska beräknas. Ett högre värde på extinktion ger att absolut magnituden blir lägre med resultat att kärnorna hamnar inom intervallet 0 och 6,2 miljoner år.



Figur 30: Färg-magnituddiagram med PARSEC evolutions modell som visar 40 källor från Orion med samma isokroner och masslinjer som de som togs fram för figur 14. Konstant masslinje ses som streckad, medans isokronerna (linjer där åldern är konstant) är heldragna, källorna representeras som svarta stjärnor. En konstant med värdet 2, har adderats till extinktion för att undersöka om extinktion påverkan har understimerats vid beräkningen av absolut magnituden.



Figur 31: Färg-magnituddiagram med PARSEC evolutions modell. Konstant masslinje ses som streckad, medans isokronerna (linjer där åldern är konstant) är hel-dragna, stjärnorna representeras som svarta stjärnor. Isokronen 10^9 år har lagts till, vilket påvisar att ett flertal stjärnor bedöms vara äldre än 10^9 , vilket tyder på att stjärnornas extinktion eller distans är felberäknad.



Figur 32: Färg-magnituddiagram med PARSEC evolutions modell för Orion. Konstant masslinje ses som streckad, medans isokronerna (linjer där åldern är konstant) är heldragna, källorna representeras som svarta stjärnor. Isokronen 10^9 år har lagts till, vilket påvisar att ett flertal stjärnor bedöms vara äldre än 10^9 , vilket tyder på att stjärnornas extinktion eller distans är felberäknad.



Figur 33: Figuren visar en bild på molnet G31.98 + 0.07, som observerats med tre färgs bilden av GLIMPSE. Notera de bubbelaktiga områdena som förekommer i mitten av bilden, vilket sammanfaller med utseendet av H_{II} regioner.

INSTITUTIONEN FÖR RYMD- GEO- OCH MILJÖVETENSKAP
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

Göteborg, Sverige

www.chalmers.se



CHALMERS