

Uppskattning av stjärnbildningstakt hos galaxer i det unga universum

Kandidatarbete inom Rymd- och geovetenskap

Filippa Hallqvist
Richard Lan
Andreas Perme
Viktor Tengnäs

KANDIDATARBETE 2015

Uppskattning av stjärnbildningstakt hos galaxer i det unga universum

FILIPPA HALLQVIST
RICHARD LAN
ANDREAS PERME
VIKTOR TENGNÄS



CHALMERS



**GÖTEBORGS
UNIVERSITET**

Institutionen för Rymd- och geovetenskap,
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA OCH GÖTEBORGS UNIVERSITET
Göteborg, Sverige 2015

Uppskattning av stjärnbildningstakt hos galaxer i det unga universum

FILIPPA HALLQVIST

RICHARD LAN

ANDREAS PERME

VIKTOR TENGNÄS

©Filippa Hallqvist, Richard Lan, Andreas Perme, Viktor Tegnäs, 2015

Kandidatarbete RRYX02-15-05

Institutionen för Rymd- och geovetenskap,

Chalmers tekniska högskola

SE-412 96 Göteborg, Sweden

Handledare: Kirsten Kraiberg Knudsen

Lukas Lindroos

Examinatorer: Vincent Desmaris

Magnus Thomasson

Kontaktinformation:

Filippa Hallqvist filhal@student.chalmers.se

Richard Lan gusrichala@student.gu.se

Andreas Perme perme@student.chalmers.se

Viktor Tegnäs tengnas@student.chalmers.se

Omslagsbild: Bild- och *uv*-stackade galaxer, Hallqvist, Lan, Perme, Tegnäs, 2015.

Andra tillåts använda och bygga vidare på detta verk så länge upphovsmän anges.

Chalmers Reproservice

Göteborg, Sverige 2015

Sammandrag

Närliggande galaxer är nästan lika gamla som universum, många stjärnor i dessa galaxer bildades för flera miljarder år sedan. För att få en vidgad förståelse för galaxformation och galaxutveckling behöver vi också studera yngre galaxer i avlägsna regioner.

I detta kandidatarbete används befintliga metoder för att studera avlägsna galaxer från tiden omkring 3 miljarder år efter Big Bang, då stjärnformationstakten i universum uppmätts vara som högst. Syftet är att ta fram stjärnbildningstakt och stjärnmassa för ett urval av stjärnbildande galaxer.

Vi studerar ett urval av galaxer av typ sBzK, vilka är stjärnbildande galaxer med rödförskjutning $z \approx 1.5 - 2.5$. Interstellärt stoft i dessa stjärnbildande galaxer hettas upp av ultraviolett och optiskt ljus från unga stjärnor. Stoftet re-emitterar sedan ut energin i långvågigt infrarött och på submillimeter-våglängder. Denna termiska strålning kan därför användas för att uppskatta stjärnbildningstakt hos dessa galaxer. Observationsdata från submillimeter-området används och är insamlad vid det interferometriska ALMA-teleskopet i Chile. Datan analyseras och behandlas för att bestämma de tidigare nämnda egenskaperna hos sBzK-galaxerna.

De utvalda galaxerna är generellt för ljussvaga för att detekteras individuellt i millimeter-våglängder. Därför utnyttjas två stackningsmetoder, bild- och *uv*-stackning, för att uppskatta galaxernas genomsnittliga egenskaper. Resultaten från de två stackningsmetoderna jämförs sedan mot varandra. Monte Carlo-stackning med båda metoderna utförs även för att kontrollera att stackningarna ger rimliga resultat.

I den stackade ALMA-datan kunde vårt sBzK-urval detekteras. Vid *uv*-stackning erhålls en stjärnbildningstakt på $21 \pm 2.3 M_{\odot}/\text{år}$, då $\beta = 1.6$, $T = 30\text{K}$ och initial massdistribution enligt Chabrier antas. Vid bildstackning erhålls ett liknande resultat på $18 \pm 2.4 M_{\odot}/\text{år}$. En uppskattning av den genomsnittliga stjärnmassan fås till $4.6 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Sammanfattningsvis konstateras att de bildstackade resultaten ger en lägre spektral flödestäthet än de *uv*-stackade resultaten, något som konsekvent leder till högre uppskattningar av stjärnbildningstakt för de *uv*-stackade källorna. Denna stjärnbildningstakt kan användas för att jämföra med vad vi vet om vår egen galax.

Abstract

Galaxies in the local universe are almost as old as the universe itself, many of the stars in these galaxies were formed billions of years ago. To get a more complete understanding of the formation and evolution of galaxies, we also need to study younger galaxies in distant regions.

This bachelor's thesis uses existing methods in order to study distant galaxies from the time around 3 billion years after the Big Bang, when the star formation rate density is measured to have been at its highest. The aim is to determine the star formation rate and stellar mass of a sample of star-forming galaxies.

We study a selection of galaxies of the type sBzK, which are star-forming galaxies at $z \approx 1.5 - 2.5$. Interstellar dust is present in these star-forming galaxies, and the dust grains are heated by ultra-violet and optical light from young stars. The dust then re-emits the energy at far-infrared and submillimeter wavelengths. This thermal dust emission can therefore be used to estimate the star formation rate for these galaxies. Data, collected at submillimeter wavelengths, by the interferometric observatory ALMA is analysed and processed to extract the aforementioned properties of the sBzK galaxies.

This sample of galaxies are generally too faint to be individually detected at millimeter wavelengths. Therefore two types of stacking methods, image and uv -stacking, are used to estimate their average properties. The results from the different stacking methods are compared with each other. Monte Carlo stacking with both methods is also performed in order to evaluate the results from the stacking processes.

With the stacked ALMA data we were able to detect the sBzK sample. The obtained results using uv -stacking was a SFR of $21 \pm 2.3 M_{\odot}/\text{yr}$, when assuming $\beta = 1.6$, $T = 30\text{K}$ and a Chabrier initial mass function. Using image stacking we derive a similar star formation rate of $18 \pm 2.4 M_{\odot}/\text{yr}$. Based on simple assumptions we obtain an estimate for the stellar mass of $4,6 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. It is also found that the image stacked result gives a lower flux than the uv -stacked result, leading to higher star formation rates for the uv -stacked sources. This star formation rate can be compared to our current knowledge of our own galaxy.

Förord

Vi vill ägna ett stort tack till våra handledare, Kirsten Kraiberg Knudsen och Lukas Lindroos, för de tips och råd de gett oss under hela processen. Utan er skulle vi ha varit vilsna! Framförallt vill vi tacka för alla de timmar de lagt ner på att guida oss och sen i slutet på att kommentera utkastet till vår rapport. Ett extra tack till Lukas för all hjälp med programmeringen i CASA.

Vi vill även tacka institutionen för Rymd- och geovetenskap för möjligheten att göra detta projekt. Sist men inte minst vill vi även tacka all familj, vänner och övriga som har tagit sig tid att hjälpa oss med korrekturläsning och kommentering av denna rapport.

Filippa, Richard, Andreas och Viktor
Göteborg, maj 2015

Innehåll

1	Introduktion	1
2	Syfte och problemformulering	3
3	Astronomi, kosmologi och galaxer	4
3.1	Generella definitioner	4
3.2	Kosmologi	5
3.2.1	Modeller av universums storskaliga struktur	6
3.2.2	Mörk materia och densitetsparametern	6
3.2.3	Luminositetsavstånd	6
3.2.4	Rödförskjutning	7
3.3	Galaxer	7
3.3.1	Spiralgalaxer	7
3.3.2	Elliptiska galaxer	8
3.3.3	Galaxevolution	8
3.4	Stoft	9
3.5	Stjärnbildning i galaxer	11
3.6	K -korrektio n	12
3.7	Initial massdistribution	13
3.8	Uträkning av stjärnbildningstakt	15
3.9	Färgvillkor och BzK-galaxer	16
4	Observationstekniker	19
4.1	Vinkelupplösning	19
4.2	Interferometri	19
4.2.1	Tvåelementsinterferometern	20
4.2.2	Koordinatsystem vid interferometri	21
4.2.3	Approximation av visibiliteten	22
4.2.4	uv -täckning	23
4.2.5	Smutsig bild	25
4.3	ALMA-teleskopet	27
4.4	Brus	27
4.5	Stackning	28
4.5.1	Medelvärdesbildning	28
4.5.2	uv -stackning	29
4.5.3	Bildstackning	30
4.5.4	Viktning vid stackning	31
5	Metod	32
5.1	Urval av galaxer	32
5.2	Kalibrering av ALMA-data	32
5.2.1	Bakgrund till kalibreringsprocessen	33

5.2.2	Kalibreringsprocessen	33
5.2.3	Virtuell observationsriktning och korrigering av visibilitetsvikter	34
5.3	Skapande och behandling av bilder: användning av CLEAN-algoritmen	36
5.4	Borttagande av starka källor	37
5.5	Stackning	37
5.6	Undersökning av stackningsmetoderna	37
5.7	Uträkning av stjärnbildningstakt och massa	38
5.8	Relevans av metodval	38
6	Resultat och analys	40
6.1	Utvalda sBzK-galaxer	40
6.2	Tre individuellt urskiljbara galaxer	41
6.3	Stackning av samtliga sBzK-galaxer	43
6.4	Stackning utan de tre ljusstarka källorna	44
6.5	Noggrannhet hos <i>uv</i> - alternativt bildstackning	45
6.6	Uppskattad stjärnbildningstakt för sBzK-galaxerna	46
6.6.1	De tre ljusstarka sBzK-galaxerna	46
6.6.2	Samtliga sBzK-galaxer	47
6.6.3	sBzK-galaxer utan de tre ljusstarka	48
6.7	Genomsnittlig massa för sBzK-galaxerna	49
7	Diskussion	50
7.1	sBzK-urvalet	50
7.2	Stjärnbildningstakt	50
7.3	Stjärnbildningstakt för tre individuellt detekterbara galaxer	51
7.4	Stjärnmassor för våra galaxer	51
7.5	<i>uv</i> - och bildstackning	52
8	Sammanfattning och slutsatser	54
	Referenser	55
	Appendix	58
A	Skript	58
A.1	Koordinatskript	58
A.2	Skript för slumpvisa koordinater	63
A.3	Skript för <i>uv</i> -stackning	64
A.4	Skript för bildstackning	65
A.5	Skript för att uppskatta stjärnbildningstakt	67

Nomenklatur

Enheter

"	Bågsekund, $1'' = \frac{1}{3600}^\circ$
Jy	Jansky, enhet inom astronomi för spektral flödestäthet, $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ Hz})$
L_\odot	Solluminositeten, ett mått inom astronomin som motsvarar solens medelluminositet $1 L_\odot \approx 3,827 \cdot 10^{26} \text{ W}$
ly	Ljusår, sträckan ljuset färdas under ett års tid i vakuum, $1 \text{ ly} \approx 9,461 \cdot 10^{15} \text{ m}$
M_\odot	Solmassa, ett mått inom astronomin som motsvarar solens massa $1 M_\odot \approx 1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
pc	Parallaxsekund, $1 \text{ pc} \approx 3,086 \cdot 10^{16} \text{ m}$

Storheter

λ, ν	Våglängd och frekvens, kan för fotoner konverteras genom förhållandet $\nu = \frac{c}{\lambda}$
F_ν	Spektral flödestäthet, är ett mått på intensiteten av strålningen vid en specifik frekvens och har enheten $[F_\nu] = \text{Jy}$
z	Rödförskjutning

Konstanter

c	Ljusets hastighet i vakuum, $c \approx 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
h	Plancks konstant, $h \approx 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
H_0	Hubblekonstanten, $H_0 \approx 67,3 \cdot 10^3 \text{ m}/(\text{s Mpc})$
k_B	Boltzmanns konstant, $k_B \approx 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$

Förkortningar

ALMA	Atacama Large Milimeter Array
COSMOS	The Cosmological Evolution Survey
IMF	Ursprunglig massdistribution (Initial Mass Function)
ISM	Interstellära mediet (Interstellar Medium)
SFR	Stjärnbildningstakt (Star Formation Rate)

Koordinater

Deklination Astronomisk koordinat på himmelssfären som motsvarar latitud

Rektascension Astronomisk koordinat på himmelssfären som motsvarar longitud

Våglängdsområden

FIR långvågigt infrarött ljus med våglängder mellan $15 \mu\text{m} - 1 \text{ mm}$.

NIR kortvågigt infrarött ljus med våglängder mellan $750 \text{ nm} - 1400 \text{ nm}$.

Optiskt De våglängder som kan ses av det mänskliga ögat, typiskt $350 - 700 \text{ nm}$

Radio Våglängder längre än 1 mm

Submillimeter Våglängder något kortare än 1 mm , område som ALMA-teleskopet kan mäta på

UV Våglängder mellan $100 - 350 \text{ nm}$

1 Introduktion

Universums enorma storlek gör att det tar tid för ljus att färdas från en plats till en annan. Detta innebär att när vi blickar ut i universum ser vi bakåt i tiden. Exempelvis ligger solens närmaste grannstjärna, Proxima Centauri, lite mer än fyra ljusår bort (van Leeuwen, 2007). Ljuset som vi ser från denna stjärna är alltså lite mer än fyra år gammalt. Genom att observera galaxer som ligger mycket långt bort från vår egen galax, Vintergatan, kan vi alltså studera universum som det såg ut i sin ungdom. I dessa avlägsna regioner kan vi få mer kunskap om hur galaxer utvecklades i ett tidigt stadium.

En av de mer fascinerande frågorna för mänskligheten tycks alltid ha varit “hur kom vi till?”. På en mikroskopisk skala studerar vi hur livet utvecklades här på jorden, medan vi på en makroskopisk skala istället tittar på hur Vintergatan blev till. Dock befinner sig solsystemet i Vintergatans skiva och mänskligheten har aldrig lyckats ta sig tillräckligt långt ut ur galaxplanet för att studera galaxen ur ett fågelperspektiv. Istället observerar vi andra galaxer och gör vissa antaganden om vår egen. I figur 1.1 visas en konstnärs tolkning av hur Vintergatan kan se ut ovanifrån.



Figur 1.1: Konstnärs tolkning av Vintergatan sedd utifrån. Källa: Hubble-Site¹.

Det är svårt att få en överblick gällande galaxers utveckling, då de utvecklas långsamt ur ett mänskligt perspektiv. Om Johannes Kepler och Galileo Galilei anses vara pionjärer inom den moderna astronomin har mänskligheten observerat natthimlen i endast ett halvt årtusende. Detta är att jämföra med galaxer som utvecklats under flera miljarder år. Genom att istället söka efter galaxer som befinner sig i olika skeden av sin

¹Bild hämtad från http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/science/milky_way_galaxy.html, tillgänglig 2015-05-04.

utveckling går det att erhålla en fragmenterad bild av hur de har blivit till och tagit de former de har idag. Därför kan det vara intressant att titta på galaxer som befinner sig långt bort från Vintergatan för att få en förståelse för hur de såg ut i sin ungdom.

För att få en bättre förståelse om hur galaxer växer är det lämpligt att betrakta galaxer där det föds många nya stjärnor. Något som dessa galaxer har gemensamt är att de ofta är rika på stoft och att de är avlägsna, det vill säga att vi ser dem som de såg ut när de var väldigt unga. En typ av stjärnbildande unga galaxer är de så kallade *sBzK-galaxerna*, vilka utgör kärnan i detta projekt och beskrivs i avsnitt 3.9. sBzK-galaxer tros vara massiva diskformade galaxer (Daddi et al., 2004) och därmed kan studier av dem ge insikter om Vintergatans uppkomst. I dessa galaxer föds regelbundet nya stjärnor och stjärnbildningstakten är därför av intresse att beräkna.

För att studera stoftemissionen från dessa mycket avlägsna galaxer behöver ljus i långvågigt infrarött och submillimeter-våglängder studeras. Detta kan göras med det nya och mycket känsliga ALMA-teleskopet i Chile. Normalt är vi begränsade av att det inte är rimligt att bygga hur stora teleskop som helst. För att komma runt detta kan flera teleskop av mindre storlek tillsammans agera som ett enda större teleskop. Denna princip, beskriven djupare i avsnitt 4.2, kallas *interferometri* och är vad ALMA-teleskopet bygger på.

Då sBzK-galaxerna är mycket ljussvaga blir det svårt att differentiera vad som är en ljussignal från en galax och vad som är kosmiskt brus från andra ljusstarka objekt samt från vad som är allmänt instrumentbrus. I bilderna som tas kan det därför vara svårt att urskilja galaxerna. För att kringgå detta problem finns det en metod som kallas för *stackning*. Stackning är en statistisk metod och bygger på principen att man lägger bilder av samma objekt på hög. På så sätt kan man få ner bruset så att signalen blir lättare att urskilja. Inom interferometrin finns det idag i huvudsak två stackningsmetoder: bild- och *uv*-stackning. Stackning och dessa två metoder förklaras mer ingående i avsnitt 4.5.

För att finna dessa galaxer behövs en omfattande datainsamling över ett stort område av himlen. Scoville et al. (2007) presenterar en överblick av ett sådant projektet, "The Cosmic Evolution Survey" (COSMOS), som är en undersökning av hur universum utvecklats i ett tidigt stadium. COSMOS-projektet resulterade i en stor förteckning där observationer av en liten del av himlen över många olika våglängdsområden sammanställts. Från denna förteckning har man sedan kunnat bygga vidare studier av mer specifika objekt. Det är från denna förteckning vårt galaxurval görs.

I denna rapport presenteras i avsnitt 3 den övergripande teori som behövs för att kunna förstå grundläggande astrofysik och kosmologi bakom galaxstudier, samt i avsnitt 4.2 en introduktion till interferometri och stackningsmetoder. I avsnitt 5 ges sedan en genomgång av vår metod och dess relevans. Slutligen presenteras resultat i avsnitt 6 och diskussion samt slutsatser i avsnitt 7 respektive 8.

2 Syfte och problemformulering

Detta projekts huvudsyfte är att undersöka stjärnbildning och massa på avlägsna galaxer genom att utnyttja stackningsmetoder och att sedan uppskatta osäkerheten hos dessa. De metoder som kommer att användas är *uv*- och bildstackning.

De centrala frågor som projektet ämnar att besvara är följande:

- Vilken stjärnbildningstakt har galaxerna?
- Vilken massa har galaxerna?
- Ger bildstackning och *uv*-stackning olika resultat från samma indata?

Projektet avgränsas till att endast betrakta avlägsna galaxer som uppfyller sBzK-kriterierna. Den data som används kommer från ALMA-mätningar av COSMOS-fältet, projekt 2011.0.00097.S, vilket innebär att vårt galaxurval är begränsat till att ligga inom dessa redan utvalda observationsriktningar. Stjärnbildningstakter och massor kommer endast baseras på teori om stråning på millimetervåglängder, då det är på dessa våglängder ALMA observerat.

3 Astronomi, kosmologi och galaxer

För att kunna studera och dra slutsatser om egenskaper hos avlägsna galaxer behövs kunskap om universum och dess innehåll. Nedan introduceras vanliga begrepp inom astronomin, kosmologiska modeller samt generell information om galaxer.

3.1 Generella definitioner

Övergripande referens: Choudhuri (2010)

Till följd av universums enorma storlek är det av intresse att införa nya längdenheter. En populär enhet är enheten *ljusår* [ly] vilken definieras som det avstånd ljuset hinner färdas under ett års tid, vilket motsvarar cirka $9,461 \cdot 10^{12}$ km. En vanligare enhet som används inom astronomin vid intergalaktiska avstånd är *parallaxsekund* [pc], även kallad *parsec*, vilken motsvarar $1 \text{ pc} = 3,26 \text{ ly} = 3,086 \cdot 10^{13}$ km.

Vid observationer av stjärnor och galaxer mäts ofta deras så kallade *luminositet* vilket är ett mått på den mängd energi i form av ljus som en källa sänder ut per tidsenhet och frekvens. Luminositet kommer härnäst betecknas med L och har SI-enheten [J/s], inom astronomin används ofta enheten solluminositet, L_{\odot} .

På jorden detekteras endast den energi som källan sänder ut i vår riktning. På grund av detta behöver vi definiera ytterligare en enhet, kallad *spektral flödestäthet* (engelsk term: *flux density*). Den spektrala flödestätheten för en frekvens betecknas härnäst med ett F_{ν} och definieras enligt:

$$F_{\nu} = \frac{L_{\nu}}{4\pi D^2} \quad (3.1)$$

där D är avståndet till källan och L_{ν} är luminositeten för en viss frekvens ν . Spektral flödestäthet anges ofta inom astronomi i enheten Jansky [Jy] där $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ J}/(\text{m}^2 \text{ s Hz})$. Värt att notera är att Jansky är definierad med ett frekvensberoende, i och med att den spektrala flödestätheten kan variera för olika frekvenser.

Det finns även andra sätt att beskriva hur starkt ett objekt lyser på himlen. En av de första klassifikationerna av himlakroppars ljusstyrkor gjordes av Hipparchos kring år 200 f.Kr. när han delade in dem i sex olika *magnituder*. I denna skala var 1 starkast och 6 svagast. Skalan vidareutvecklades sedan inom den optiska astronomin och den *skenbara magnituden* definierades som:

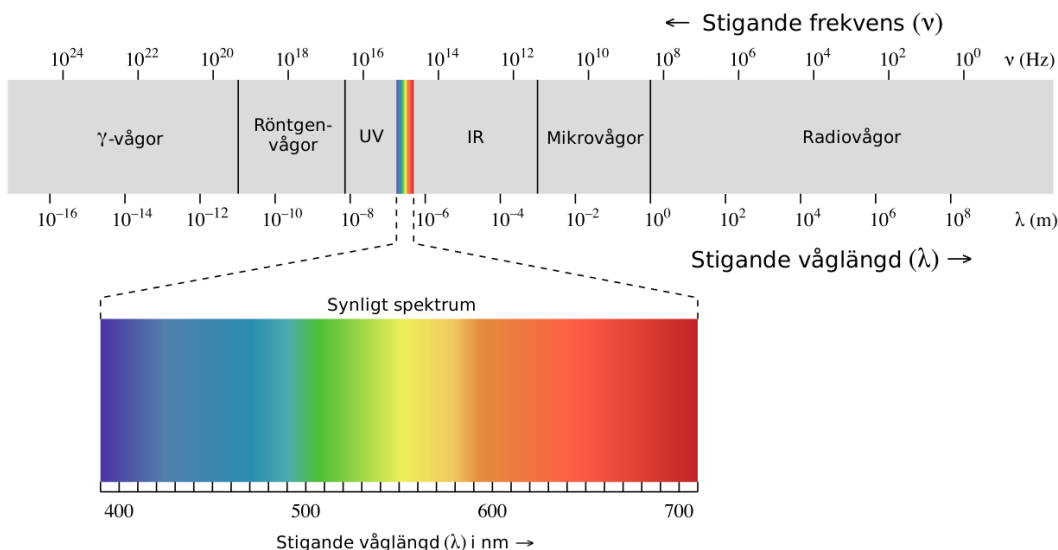
$$m = -2.5 \log \frac{F}{F_0}, \quad (3.2)$$

där F_0 är ett referensvärde som beror på frekvensen. Härnäst kommer $F_0 = 3631 \text{ Jy}$ användas, vilket ger de så kallade monokromatiska AB-magnituderna. Anledningen till att skalan är logaritmisk är att det är så ögat upplever förändringar i ljusstyrka. Minustecknet indikerar att negativa magnituder motsvarar ljusstarka objekt medan en positiv magnitud istället indikerar att det observerade objektet är ljussvagt.

Utifrån den skenbara magnituden kan även den *absoluta magnituden* M definieras. Denna magnitud motsvarar den skenbara magnituden för samma källa placerad på ett avstånd 10 pc från jorden och definieras:

$$M = m - 5 \log \frac{D}{10 \text{ pc}}. \quad (3.3)$$

Historiskt har det elektromagnetiska spektrumet delats in i regioner. Denna uppdelning är också vanlig inom astronomin där olika metoder används för att studera objekt på olika våglängder. I figur 3.1 presenteras en överblick över det elektromagnetiska spektrumet med markerade regioner som exempelvis *optiska* och *radio*. Kunskapen om på vilka våglängder vi kan se olika ämnen eller objekt kan sedan användas för att exempelvis beskriva hur universum utvecklas. Dock utgör vår egen atmosfär ett hinder för att kunna observera på vissa våglängder, då molekyler som vatten och koldioxid i atmosfären absorberar strålningen kraftigt. En våglängdsregion där atmosfärens absorption är låg är den så kallade *submillimeter-regionen* vilket gör den lämplig för observationer.



Figur 3.1: Det elektromagnetiska spektrumet. Här är den övre skalan frekvensen ν i Hz och den undre skalan våglängden λ i m, medan våglängden för det synliga ljuset anges i nm. Källa: Wikimedia Commons².

3.2 Kosmologi

Kosmologi handlar om universums ursprung, utveckling och storskaliga strukturer. Detta leder till att koncept som avstånd och tid måste förtydligas för att kunna förklara

²Bild hämtad från http://commons.wikimedia.org/wiki/File:EM_spectrum.svg, tillgänglig 2015-04-26.

många av de fenomen som har observerats. År 1929 gjorde Edwin Hubble upptäckten att universum expanderar. Ju längre bort det objekt som observerades låg, desto snabbare verkade det röra sig ifrån oss. Hubble beskrev detta med sambandet

$$v = H_0 D, \quad (3.4)$$

där H_0 är den så kallade Hubblekonstanten, v är hastigheten objektet verkar röra sig bort ifrån oss med och D är avståndet (Choudhuri, 2010). Ett av de senaste uppmätta värdena på Hubble-konstanten är $H_0 = 67,3 \text{ km}/(\text{s Mpc})$ (Planck Collaboration, 2014).

3.2.1 Modeller av universums storskaliga struktur

När universums struktur diskuteras brukar det nämnas att den har en av tre möjliga former: öppen, platt eller stängd. Vilken form som antas är omdebatterat då formen kan avgöra vilken sorts framtid universum går till mötes.

I ett platt universum är rymdens geometri euklidisk. I denna rapport antas hädanefter, i enlighet med resultaten från Planck Collaboration (2014), denna modell.

3.2.2 Mörk materia och densitetsparametern

Vid kosmologiska beräkningar är det av vikt att bestämma vilken modell av universum som antas. Något som starkt kan påverka hur universum förmodas utvecklas är dess *massdensitet*. Till denna densitet räknas *baryonisk massa*, det vill säga vanlig materia samt så kallad *mörk materia*. Mörk materia växelverkar ej elektromagnetiskt med baryonisk materia men dess effekter observeras regelbundet då den bidrar till gravitationen. Mängden massa kan, i och med att den påverkar den attraherande gravitationskraften, avgöra huruvida universums expansion fortsätter i all evighet eller om den är ändlig.

Den massa som balanserar dessa två möjligheter för ett platt universum kallas *kritisk massa*. Andelen massa jämfört med den kritiska massan ger densitetsparametern Ω_M (Choudhuri, 2010) vilken i dagsläget är approximerad till $\Omega_M = 0,315$ (Planck Collaboration, 2014). Detta motsvarar att den del som består av baryonisk massa och mörk materia endast utgör 31,5% av hela universum. De 68,5% resterande är så kallad *mörk energi*, som betecknas med parametern Ω_Λ och är approximerad till $\Omega_\Lambda = 0,685$ (Planck Collaboration, 2014). För ett platt universum är $\Omega_\Lambda + \Omega_M = 1$, vilket även brukar betecknas $\Omega = 1$. För ett öppet universum gäller $\Omega < 1$ och för ett stängt universum är $\Omega > 1$ (Choudhuri, 2010).

3.2.3 Luminositetsavstånd

I ett expanderande universum kan avstånd definieras på olika sätt och det är därför av vikt att skilja de olika möjligheterna åt. Beroende på vilken definition som väljs kan väldigt olika avstånd erhållas, till skillnad från i den klassiska fysiken där det skulle ge samma. En av de vanligare typerna av avstånd kallas för *luminositetsavstånd* D_L och baseras på luminositeten hos objekten som betraktas (Choudhuri, 2010). Detta avstånd definieras, med hjälp av en omformulering av ekvation (3.3), enligt

$$D_L = 10^{\frac{m-M}{5}-1}. \quad (3.5)$$

Enheten är uttryckt i pc och D_L är det avstånd som hädanefter kommer att användas. Notera att D_L är det avstånd som används i ekvation (3.1) och (3.3).

3.2.4 Rödförskjutning

Ett sätt att betrakta universums expansion är att de flesta galaxer rör sig bort från Vintergatan. Detta leder till att det ljus som dessa galaxer sänder ut har en längre våglängd när det når oss. Ljus med våglängder som är synliga för ögat kommer att bli rödare, därför kallas fenomenet *rödförskjutning*.

Rödförskjutningen hos ljuset från ett visst objekt kan bestämmas genom att studera *spektrallinjer*. Detta görs genom att jämföra våglängden för en viss spektrallinje i ljuset med den våglängd som spektrallinjen skulle synas vid om ljuset inte hade färdats från det avlägsna objektet.

Genom att exempelvis studera en känd spektrallinje i ljuset från ett avlägset objekt och jämföra den våglängd vid vilken den uppmäts, gentemot den våglängd som spektrallinjen syns vid när ljusets inte har färdats denna sträcka, kan rödförskjutningen hos ljuset från detta objekt bestämmas. Dessutom kan universums ålder i den regionen som objektet ligger i beräknas. Rödförskjutningen betecknas med z och är enligt Choudhuri (2010) definierad som

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_0}, \quad (3.6)$$

där λ_{obs} är den observerade våglängden och λ_0 den ursprungliga emitterade våglängden.

3.3 Galaxer

Övergripande referens: Longair (2010)

Galaxer utgörs av 10^6 - 10^{12} stjärnor samt stora mängder av gas, stoft och mörk materia som är gravitationellt bundna till varandra. Inom varje galax föds och dör regelbundet stjärnor och det pågår ett kretslopp där gas och stoft frigörs från döende stjärnor för att sedan kunna skapa nya. Galaxernas utseende kan variera kraftigt men kan huvudsakligen delas in i två olika grupper, *spiralgalaxer* och *elliptiska galaxer*. Vår egen galax, Vintergatan, är ett exempel på en spiralgalax.

3.3.1 Spiralgalaxer

Spiralgalaxer utgörs av en skiva i vilken armar med stjärnor och gas roterar kring ett centrum. Galaxcentrum omsluts av en så kallad *bulle*. Bullen består av stjärnor och gas vilka rör sig utanför planet i oordnade banor, se figur 3.2. Storleken på bullen varierar

från galax till galax och den har generellt en rödaktig färg. Detta beror på att den framförallt innehåller äldre, lite mindre stjärnor med lägre temperaturer.

Spiralgalaxerna kan även delas in i två olika grupper beroende på hur rotationen i skivan ser ut, spiralgalaxer och stavspiralgalaxer. Det som skiljer stavspiralgalaxen från en vanlig spiralgalax är att de innersta stjärnorna i skivan roterar likt en stav. Ute i skivan och armarna finns det ofta gott om unga massiva stjärnor med hög temperatur vilket ger dessa regioner ett blåaktigt sken. Vintergatan hör till denna kategori av spiralgalaxer.



Figur 3.2: Stavspiralgalaxen NGC1300. Bilden är tagen med Hubbleteleskopet. Här går det att se hur spiralarmarna lyser med ett blått sken vilket indikerar närvaron av unga massiva stjärnor. Närmre centrum blir skenet rödare vilket tyder på en population av äldre stjärnor. Kring centrum går det även skymta bullen samt en tydlig stavstruktur. Källa: HubbleSite³.

3.3.2 Elliptiska galaxer

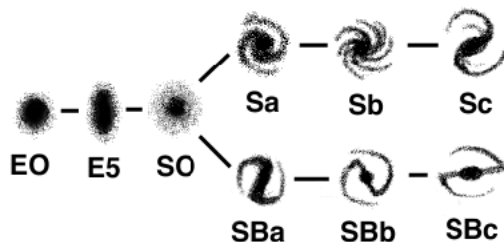
Elliptiska galaxer har en oordnad struktur där stjärnor kan röra sig kring flera olika axlar vilket ofta ger ett mer sfäriskt eller elliptiskt utseende. Dessa galaxer innehåller framförallt äldre stjärnor vilket ger dem ett gult eller rödaktigt sken. Elliptiska galaxer innehåller generellt mycket mindre gas än spiralgalaxer.

3.3.3 Galaxevolution

Ett tidigt försök att beskriva galaxers utveckling gjordes av Hubble där han klassificerade galaxer som *tidig* alternativt *sen typ*. Utifrån detta skapade han det så kallade *stämgafieldiagrammet*, se figur 3.3, där elliptiska galaxer (till vänster) beskrivs som en *tidig typ* och spiralgalaxer (till höger) som en *sen typ* i utvecklingen. Idag är uppfattningen dock att utvecklingen gått åt motsatt håll, där det som från början var

³Bild hämtad från <http://hubblesite.org/gallery/album/galaxy/pr2005001a/>, tillgänglig 2015-03-26.

spiralgalaxer genom kollisioner med varandra tappat sin relativt ordnade struktur och istället bildat elliptiska galaxer.



Figur 3.3: Hubbles stämgaaffeldiagram. Detta diagram visar olika klassificeringar av galaxer utifrån deras utseende. Längst till vänster finns de elliptiska galaxerna medan spiralgalaxerna befinner sig till höger. I den övre grenen av gaffeln klassificeras de klassiska spiralgalaxerna medan den undre grenen klassificerar stavspiralgalaxerna. Källa: Montana State University⁴.

För att få en bättre förståelse för hur galaxer såg ut och utvecklades då universum var ungt är det av stort intresse att betrakta avlägsna galaxer med en rödförskjutning kring $z = 1,4 - 2,0$. Detta motsvarar en period då universum var ungefär tre till fyra miljarder år gammalt och då stjärnbildningsdensiteten tros ha varit som högst, e.g. Bouwens et al. (2011).

3.4 Stoft

Stoft är små partiklar i storleksordningen nm till μm och brukar typiskt sett finnas i det interstellära mediet (ISM) hos galaxer. Den kemiska sammansättningen hos stoftet varierar men gemensamt är att stoftet alltid utgörs av ämnen eller blandningar i fast fas. Formen på stoftpartiklarna kan variera kraftigt men approximeras oftast som sfärisk. (Draine, 2011)

En viktig egenskap hos stoft är att det effektivt absorberar ljus kring synliga och ultravioletta våglängder, vilka är våglängdsområden där emissionen från unga massiva stjärnor dominerar. Stoftet i närheten av dessa stjärnor värms därför lätt upp. Den energi som absorberas av stoftet strålas senare ut i det infraröda spektrumet i form av värmestrålning. Detta observeras som modifierad svartkroppsstrålning med ungefärliga temperaturer kring 30-45 K (Longair, 2010). Svartkroppsstrålning ges av Plancks lag

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{k_b T}) - 1}, \quad (3.7)$$

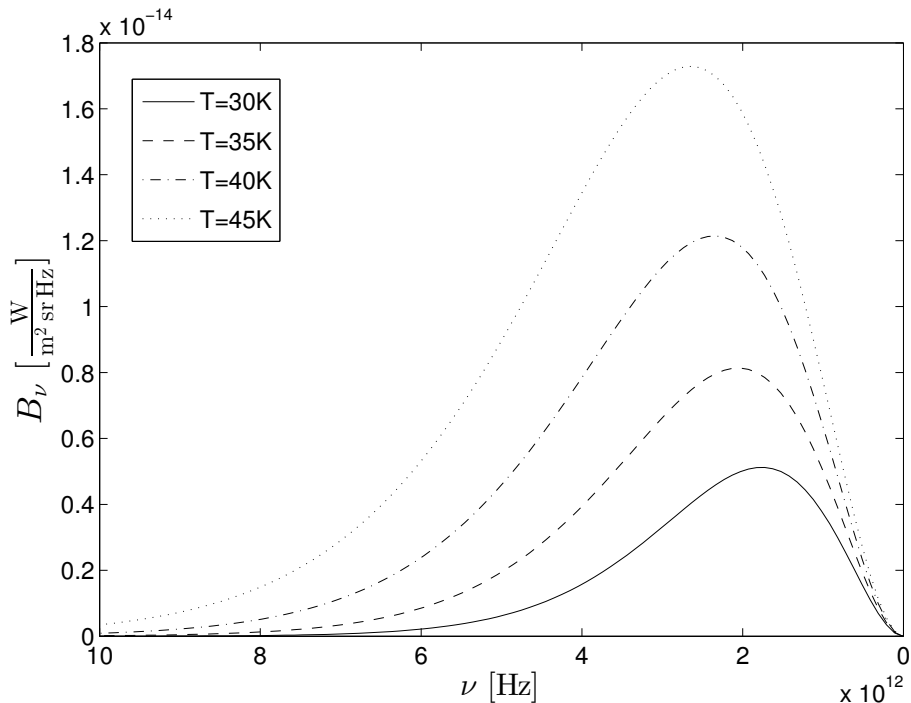
där ν är frekvensen (Choudhuri, 2010). I figur 3.4 visas frekvensberoendet hos strålningen för svartkroppar med olika temperaturer. På grund av bland annat stoftets

⁴Bild hämtad från <http://btc.montana.edu/ceres/html/Galaxy/galhubble.html>, tillgänglig 2015-03-26.

opacitet, form och emissivitet beskrivs stoftets strålning av en modifierad svartkropp enligt uttrycket

$$B_\nu \nu^\beta, \quad (3.8)$$

där β kallas *spektralt index*, och är en modifieringsfaktor beroende av de ovan nämnda parametrarna. (Beelen et al., 2006; Dunne & Eales, 2001).

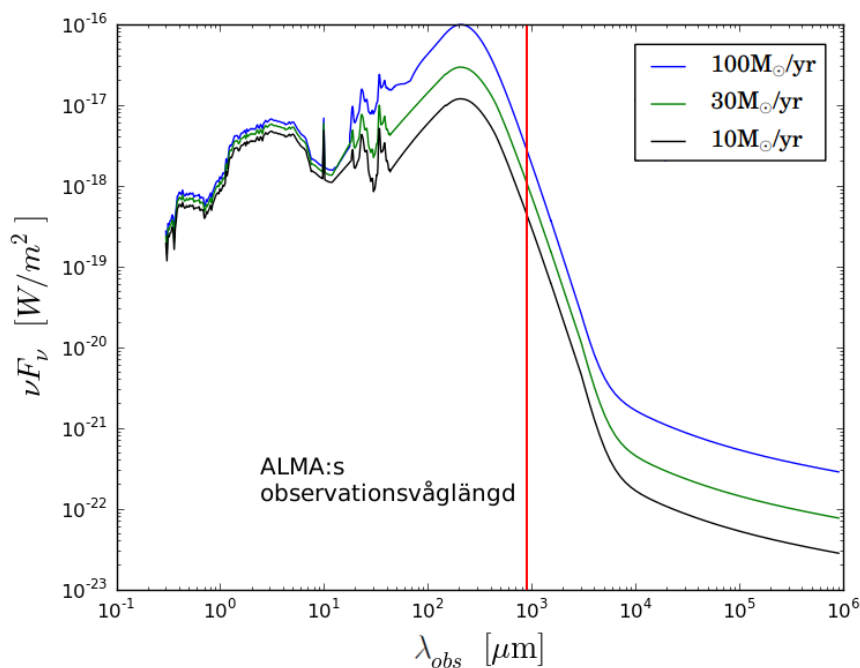


Figur 3.4: Strålningsspektrum för svartkropp vid fyra olika temperaturer. Dessa spektra följer Plancks lag (3.7) och visar hur den utstrålade energin beror av frekvens och temperatur.

Stoft har även en viktig roll vid stjärnbildning då det tack vare sina absorptionsegenskaper fungerar som en effektiv kylare av kringvarande gas i molekyln, eftersom det är lättare att värma upp stoft än gas. Den värmestrålning som stoftet sedan strålar ut har för låg energi för att absorberas av gasen och därmed värma upp den. Detta leder till att gasen med tiden kan kylas ned, vilket krävs för att kollaps av molnet skall kunna ske. Stora populationer av stjärnor leder även till att stoft skickas tillbaka ut i det interstellära mediet genom exempelvis utflöden, stjärnvindar eller supernovor. På så sätt skapas ett kretslopp där olika ämnen kan cirkulera från stjärnor till det interstellära mediet och tillbaka. (Draine, 2011)

3.5 Stjärnbildning i galaxer

En indikation på att en galax har hög stjärnbildningstakt är att den strålar starkt på ultraviolettera och blåa våglängder. Detta ljus stannar vanligen från massiva stjärnor med kort livslängd (Longair, 2010), vilket innebär att det regelbundet måste födas nya stjärnor med dessa egenskaper för att galaxen skall kunna fortsätta stråla på dessa våglängder. Om stjärnbildningstakten istället är låg kommer antalet massiva blå stjärnor att minska med tiden medan de mer långlivade, lättare röda stjärnornas strålning ger galaxen ett mer rödaktigt utseende.



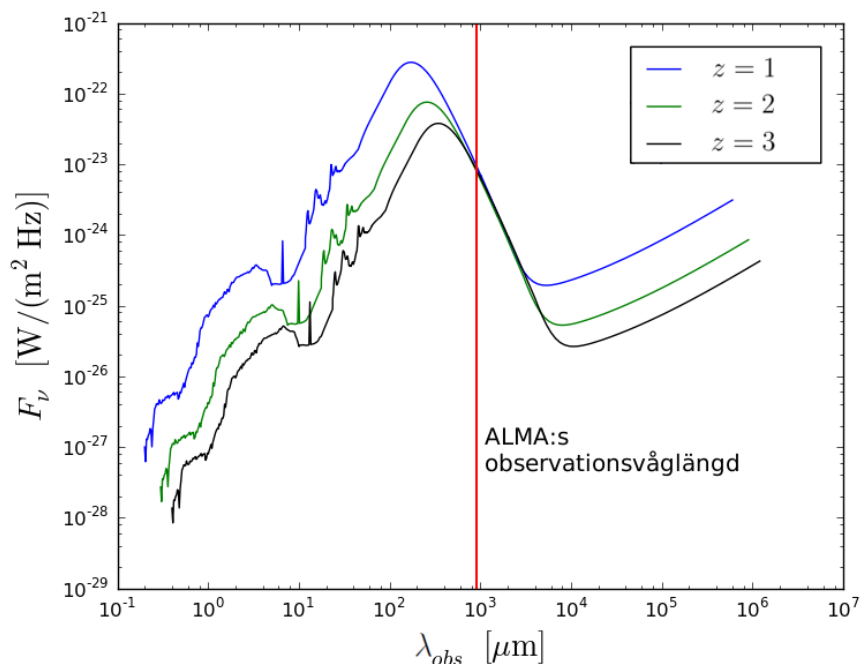
Figur 3.5: Stjärnbildande galaxer med $z = 2$. Här visas hur det spektrala flödet νF_ν för tre galaxer med stjärnbildningstakter på 10, 30 och 100 $M_\odot/\text{år}$ varierar med våglängd (Chary & Elbaz, 2001). Markerad är även en typisk våglängd för mätningar med ALMA-teleskopet i Chile.

En galax kan även få ett rödare utseende om den innehåller en större mängd stoft. Ljuset från unga massiva blå stjärnor absorberas av stoftet och direkta observationer försvåras trots att dessa stjärnor strålar starkt. Då stoftet sedan strålar ut den absorberade energin i det infraröda området leder detta till en så kallad *rödfärgning* (engelsk term: *reddening*) av ljuset från dessa stjärnor (Draine, 2011), vilket vi kan använda som en indirekt metod för att studera exempelvis den stjärnformation som döljs av stoftet. Notera att rödfärgning alltså skiljer sig från rödförskjutning, som är en effekt av universums expansion. Ju fler stora och varma stjärnor som finns i en galax, desto mer kan stoftet värmas upp och sedan stråla. Alltså tyder en stark värmestrålning från stoftet på att det finns många stora unga stjärnor i galaxen och att stjärnbildningstakten alltså

är hög. I figur 3.5 motsvarar bulan till höger svartkroppsstrålningen från stoft medan bulan till vänster huvudsakligen kommer från stjärnor. Här ses även att galaxer med högre stjärnbildningstakt har starkare stoftstrålning.

3.6 K -korrektin

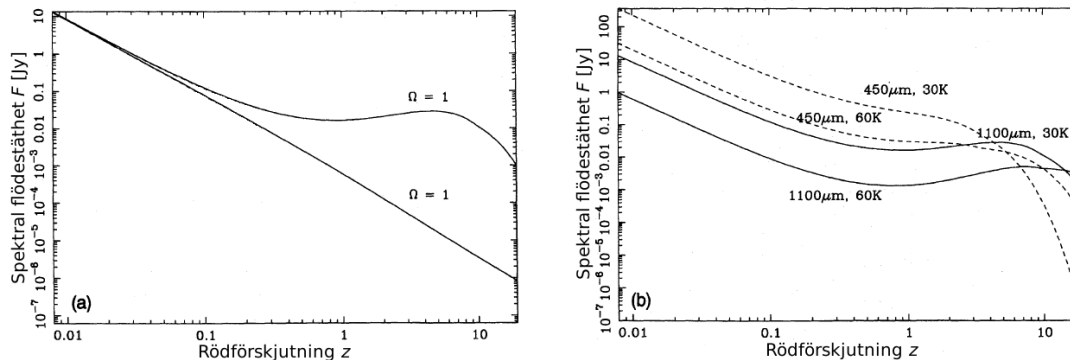
En fördel med att studera stoft för att få en bild av stjärnbildningstakten är att stoft emitterar i det infraröda området. Då ljuset från stoftet rödförskjuts när det våglängder som kan observeras från jorden utan större störningar från atmosfären. Det som ofta observeras är svansen på svartkroppsstrålningen från stoftet, se den röda linjen i figur 3.6. Strålningen från denna svans ligger i submillimeter-regionen och påverkas mycket lite av förändringar i rödförskjutning. Detta leder till att ju högre rödförskjutning källan som observeras har, desto närmare mitten på svartkroppsgrafan kommer den. Detta innebär i sin tur att stoftet upplevs stråla starkare.



Figur 3.6: Galaxer med samma stjärnbildningstakt vid olika rödförskjutning. I denna figur illustreras hur den uppmätta spektrala flödestätheten F_ν skiljer sig för tre galaxer med rödförskjutning $z = 1, 2, 3$ (Chary & Elbaz, 2001). Notera att det spektrala flödet i princip är oberoende av z vid den våglängd som ALMA-teleskopet mäter på.

Detta fenomen kallas *negativ K-korrektion* (engelsk term: *negative K-correction*) och får ofta den spektrala flödestätheten hos stoftkällor mellan $z = 1 - 8$ att verka konstant (Blain et al., 2002) (Lindroos, 2014). I figur 3.7 ses en bild över hur det

spektrala flödet varierar med rödförskjutningen för olika våglängder i submillimeter-regionen.



Figur 3.7: Stoftspektrum vid mätning i submillimeter. Den övre grafen i figuren till vänster visar hur den spektrala flödestätheten för stoft med $T = 30$ K och luminositet $L = 10^{13}L_{\odot}$ varierar med rödförskjutning då $\Omega = 1$, det vill säga i ett platt universum. Den undre grafen i samma figur illustrerar hur den spektrala flödestätheten hade minskat utan negativ K -korrektion. Detta är för våglängder på $\lambda = 450 \mu\text{m}$. Till höger visas hur den spektrala flödestätheten för vanliga stoftmodeller varierar med rödförskjutning för $T = 30$ K och $T = 60$ K samt våglängderna $\lambda = 450 \mu\text{m}$ och $\lambda = 1100 \mu\text{m}$. Ursprunglig figur skapad av Blain & Longair (1993).

3.7 Initial massdistribution

Den initiala massdistributionen (engelsk term: *Initial mass function*, IMF) är en funktion som beskriver hur massan ursprungligen är fördelad mellan olika massor av stjärnor i en population. Den tar formen av en sannolikhetsfördelning för olika massor hos stjärnorna.

Det finns ett antal olika varianter av IMF som används. De främsta varianterna är de utvecklade av Salpeter, Chabrier och Kroupa. Den först framtagna IMF:en var Salpeters IMF från 1955 vilken lyder

$$\xi(\log m) = \frac{d(N/V)}{d \log m} = \frac{dn}{d \log m} \propto m^{-\alpha}, \quad (3.9)$$

där n är stjärntätheten uttryckt i pc^{-3} , m är massan i antalet solmassor och $\alpha = 1,35$ (Salpeter, 1955). Detta uttryck ger en sannolikhetsfördelning, $\xi(\log m)$, för hur stjärnors massor är fördelade ursprungligt i en population som till exempel en galax. Eftersom stjärnor av olika storlekar har olika livslängd beskriver en IMF inte hur distributionen av massor hos stjärnorna ser ut i en mer utvecklad population.

Salpeters IMF var länge dominerande, men under de senaste årtiondena har nya distributioner tagits fram. Dessa är bättre anpassade för stjärnor med mindre massa än

$\approx 0,5M_{\odot}$. De som oftast används idag är framtagna av Chabrier och Kroupa och deras definitioner följer här:

- Chabrier:

$$\begin{cases} \xi(\log m) = \frac{0.158}{\log M_{\odot}} \exp\left(-\frac{(\log m - \log 0.079)^2}{2 \cdot 0.69^2}\right); & m \leq 1 \\ \xi(\log m) \propto m^{-\alpha}; & m > 1, \alpha = 1,3 \end{cases} \quad (3.10)$$

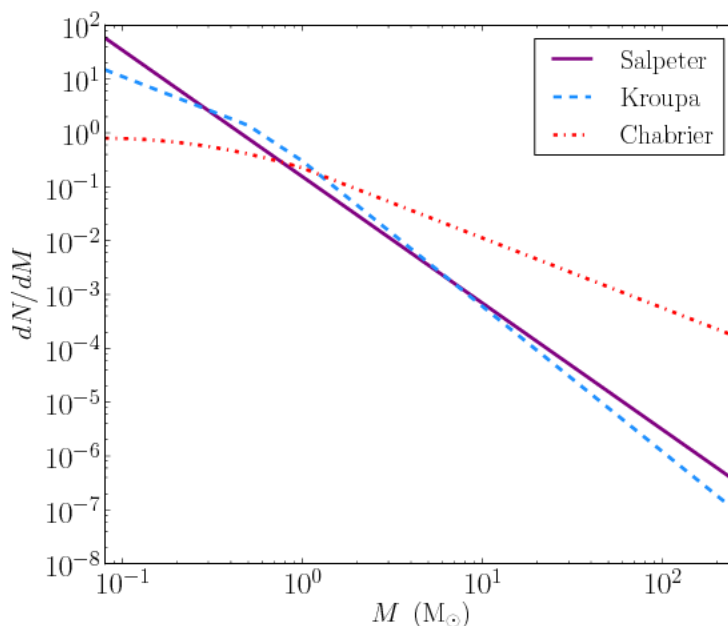
(Chabrier, 2003).

- Kroupa:

$$\begin{cases} \xi(\log m) \propto m^{-\alpha} \\ \alpha = -0,7; & m < 0,08 \\ \alpha = 0,3; & 0,08 < m < 0,5 \\ \alpha = 1,3; & 0,5 < m \end{cases} \quad (3.11)$$

(Kroupa, 2001).

Chabrier och Kroupas IMF:er ger liknande resultat medan Salpeters IMF ger en massa som är ungefär en faktor 1,4-1,8 större än dessa (Chabrier, 2003). Skillnaderna mellan de tre distributionerna visas i figur 3.8. Ur denna framgår det att Salpeters IMF förutsäger fler stjärnor med låga massor och att Chabriers IMF förutsäger fler tunga stjärnor mer än de övriga två. Kroupas IMF befinner sig mellan de två övriga (Crosby et al., 2013).



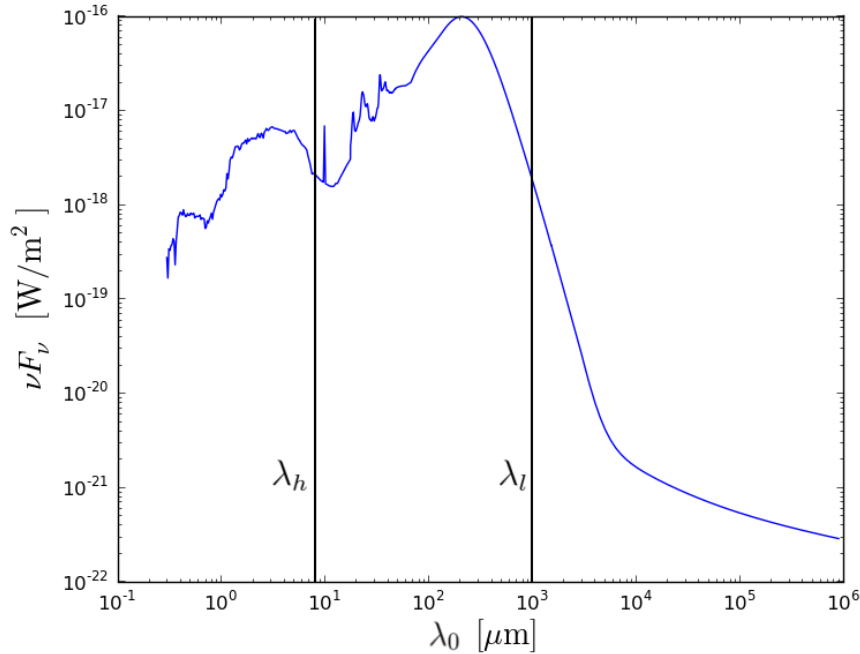
Figur 3.8: IMF enligt Salpeter, Kroupa och Chabrier. I figuren visas tre olika exempel på sannolikhetsfördelningar av stjärnornas massor i unga galaxer inom intervallet $M \in [0,08M_{\odot}; 260M_{\odot}]$. Figuren är hämtad från Crosby et al. (2013).

3.8 Uträkning av stjärnbildningstakt

För att räkna ut *stjärnbildningstakten* (engelska term: *star formation rate*, SFR) hos galaxer kan den infraröda luminositeten L_{IR} studeras, som är definierad mellan våglängderna $\lambda_h = 8 \mu m$ och $\lambda_l = 1000 \mu m$. De formler som nedan specificeras gäller för stofrika galaxer med hög rödförskjutning ($z > 1$) där strålningen som betraktas huvudsakligen kommer från stoft (Carilli & Walter, 2013), se figur 3.9. Här antas den negativa K -korrektionen gälla. L_{IR} ges av

$$L_{IR} = 4\pi D_L^2(z) \frac{\int_{c/\lambda_l}^{c/\lambda_h} \nu^\beta \cdot B_\nu(T) d\nu}{((z+1)\nu_{obs})^\beta \cdot B_{(z+1)\nu_{obs}}(T)} \cdot \frac{F_{\nu_{obs}}}{(z+1)} \quad (3.12)$$

där $\nu^\beta B_\nu$ är en modifierad svartkropp, se ekvation 3.8, som beror av stoftets temperatur T . (Dunne & Eales, 2001)



Figur 3.9: Våglängdsintervallet som den infraröda luminositeten är definierad på. Kurvan motsvarar det spektrala flödet för en galax med $z = 2$ och $SFR = 100 M_\odot/\text{år}$. Våglängdsintervallets gränser för integralen i ekvation (3.12), λ_h och λ_l , är markerade här med svart. Notera att det är den ursprungligt emitterade våglängden λ_0 , och inte den observerade λ_{obs} , på x -axeln. Här ses att detta intervall främst får bidrag från stoftemissionen.

Vid användande av Chabriers IMF från ekvation (3.10) fås att stjärnbildningstakten ges av

$$\frac{SFR}{M_{\odot}/\text{år}} = 1,3 \cdot 10^{-10} \frac{L_{IR}}{L_{\odot}} \quad (3.13)$$

(Lindroos, 2014)

Vid användande av Salpeters IMF från ekvation (3.9) fås att stjärnbildningstakten ges av

$$\frac{SFR}{M_{\odot}/\text{år}} = 1,8 \cdot 10^{-10} \frac{L_{IR}}{L_{\odot}} \quad (3.14)$$

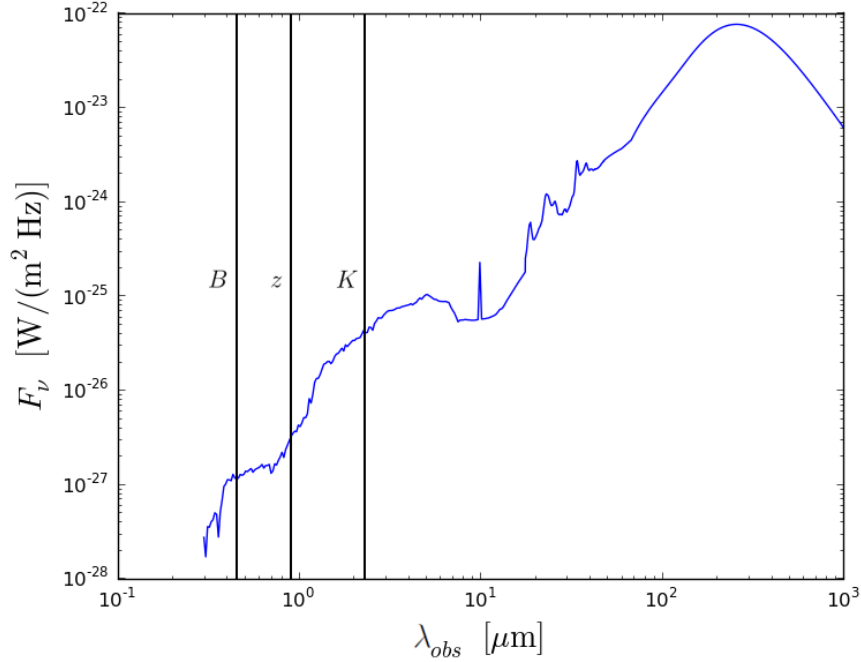
(Carilli & Walter, 2013)

3.9 Färgvillkor och BzK-galaxer

Stjärnor och stoft i galaxer strålar som svartkroppar. Som tidigare nämnts i avsnitt 3.4 ges svartkroppars frekvensberoende strålning av Plancks lag (3.7). I anslutning visade figur 3.4 strålningsspektra för fyra svartkroppar med olika temperaturer. Varje svartkropp har en frekvens vid vilken den sänder ut som mest strålning. Det framgår av figuren att ju högre temperatur en svartkropp har, desto högre är denna frekvens. Dessutom rödförskjuts frekvensen om ljuskällan befinner sig långt bort. Under antagandet att svartkroppens temperatur är känd kan därmed rödförskjutningen z för svartkroppen uppskattas genom att den observerade strålningens frekvensberoende undersöks.

Genom att observera den spektrala flödestätheten inom olika frekvensband kan en övergripande bild av spektrumet tas fram, ur vilket egenskaper hos objektet går att urskilja. I den optiska delen av det elektromagnetiska spektrumet, se figur 3.1, motsvaras ett frekvensband av en viss färg. Genom att jämföra eller sätta begränsningar på strålningens intensitet för olika färger appliceras så kallade *färgvillkor*. Det är värt att notera att vissa färgvillkor baseras på frekvensband som ligger utanför den optiska delen av spektrumet.

För att plocka ut stjärnbildande galaxer med $z = 1,5 - 2,5$ kan så kallade BzK-villkor användas, vilket är ett exempel på färgvillkor (Daddi et al., 2004). Dessa villkor jämför magnituder eller spektrala flödestätheter inom de tre fotometriska banden B , z och K . De fotometriska banden är våglängdsintervall där de nämnda banden har sina centrala våglängder vid 445 nm, 900 nm respektive 2190 nm, vilket visas i figur 3.10. Hädanefter kallas de galaxer som uppfyller villkoren för BzK-galaxer. Dessa galaxer strålar mycket vid högre våglängder, men anledningarna till detta kan variera. Antingen är det stjärnorna själva vars strålning ligger inom dessa våglängdsintervall eller kan det bero på att strålning från blå stjärnor absorberas av stoft i närheten av stjärnorna som sedan emitterar strålningen på längre våglängder. I figur 3.10 illustreras det uppmätta flödet för en galax med rödförskjutning $z = 2$.



Figur 3.10: BzK-galax samt de tre fotometriska banden B , z och K . I denna figur visas de uppmätta spektrala flödestätheterna F_ν vid B -, z - och K -banden för en stjärnbildande galax med rödförskjutning $z = 2$.

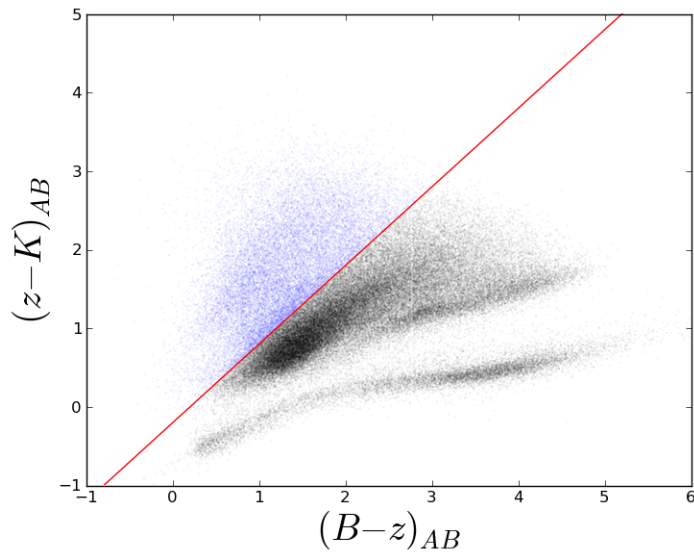
Det finns två typer av BzK-galaxer, sBzK och pBzK. Båda typerna har en rödförskjutning kring $z = 1,5 - 2,0$, men skiljer sig åt i stjärnbildningstakt. Av dessa är sBzK är rika på stoft och aktivt stjärnbildande, medan pBzK har en betydligt lägre stjärnbildningstakt och benämns passiva. I detta projekt studeras de stofrika sBzK-galaxerna då värmestrålningen från stoftet är förhållandevis lätt att detektera på mm-våglängder. För magnituder definieras BzK sedan tidigare enligt Daddi et al. (2004) som

$$BzK \equiv (z - K) - (B - z), \quad (3.15)$$

där B , z och K är magnituden för respektive band. De yngre, stjärnbildande sBzK-galaxer väljs ut genom

$$BzK \geq -0,2. \quad (3.16)$$

De BzK-galaxer som studeras i detta projekt väljs ut från COSMOS-katalogen. Figur 3.11 visar hur katalogens källor är fördelade enligt BzK-villkoret. De blå prickarna, ovanför linjen, motsvarar sBzK-galaxer medan pBzK:er, övriga galaxer samt stjärnor i vår galax utgör de svarta prickarna.



Figur 3.11: Källor från COSMOS-katalogen. Källorna är utplacerade enligt de monokromatiska magnitudvillkoren $(B - z)$ mot $(z - K)$. De blå prickarna, ovanför linjen, motsvarar de källor som uppfyller sBzK-kriteriet medan pBzK:er och övriga källor är svarta. Den röda linjen utgör kravet i ekvation (3.16).

Ekvation (3.16) kan även uttryckas i spektral flödestäthet. Då erhålls enligt Lindroos (2014) sBzK-galaxer istället genom villkoret

$$\frac{F_K}{F_z} \geq 1,2 \frac{F_z}{F_B}, \quad (3.17)$$

där F_B , F_z och F_K är flödestätheten inom de tre banden.

4 Observationstekniker

Förutom kunskap inom kosmologi krävs förståelse för de tekniker som idag används för att undersöka avlägsna objekt. Nedan följer bland annat introduktioner till den observationstekniken interferometri samt den statistiska metoden stackning.

4.1 Vinkelupplösning

Ett teleskops vinkelupplösning begränsas av optisk diffraktion och kan beskrivas som

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda_{obs}}{D}, \quad (4.1)$$

där θ är vinkelupplösningen i radianer, λ_{obs} är våglängden på det ljus som observeras och D är diametern på teleskopet (Jenkins & White, 2001). Detta medför att en större diameter ger en bättre vinkelupplösning, alltså att objekt som upptar en mindre vinkel på himlen urskiljas.

Inom astronomi arbetas det i regel med stora avstånd och därmed små vinklar. Detta innebär att radianer är en opraktisk enhet att mäta vinklar i. En enhet som är bättre lämpad är *bågsekund* (engelsk term: *arcsecond*) vilken betecknas $''$. Den är definierad som $\frac{1}{3600}^\circ$, vilket medför att en bågsekund uttryckt i radianer fås som:

$$1'' = \frac{\pi}{180 \cdot 3600} \text{rad} \approx 4,85 \cdot 10^{-6} \text{rad}. \quad (4.2)$$

4.2 Interferometri

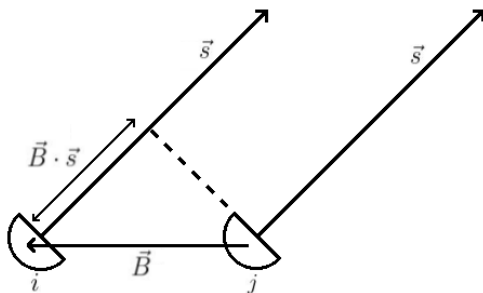
Övergripande referens: Wilson, Rohlfs & Hüttemeister (2013)

I avsnitt 4.1 konstateras att ett teleskops vinkelupplösning θ , för en specifik våglängd λ , är omvänt proportionell mot dess diameter D . Det innebär att ju längre bort en galax är, desto större teleskop krävs för att kunna urskilja den. Det är dock inte tekniskt rimligt att konstruera ett enda teleskop som är tillräckligt stort för att studera emissionen från stoft i BzK-galaxer. Eftersom galaxer vid rödförskjutning $z = 2$ har typiskt storlekar kring $1''$ skulle en teleskopdiameter på åtminstone 250 m behövas för att kunna urskilja galaxerna vid observationsvåglängder $\lambda = 1$ mm.

Ett tillräckligt stort teleskop kan dock simuleras genom att använda mätningar på galaxen från flera mindre teleskop. Det största avståndet mellan två av de mindre teleskopen kan då ses som det simulerade teleskopets diameter.

För att kunna producera bilder med hjälp av de olika teleskopens mätningar måste *interferometri* nyttjas. Varje godtyckligt par av teleskop fungerar som en *tvåelement-sinterferometer*, för vilken en stor mängd av uträkningar måste utföras innan bilder kan produceras.

4.2.1 Tvåelementsinterferometern



Figur 4.1: Tvåelementsinterferometer. I denna figur illustreras två teleskop som är rumsligt separerade med vektorn \vec{B} , deras så kallade *baslinje*. De två teleskopen är riktade parallellt med varandra, i riktning \vec{s} . Vägskillnaden beskrivs av $\vec{B} \cdot \vec{s}$.

De båda teleskopen i en tvåelementsinterferometer mäter elektromagnetiska vågor som funktion av tiden, $E_i(t)$ respektive $E_j(t)$. Då källorna som sänder ut vågorna befinner sig mycket långt bort kan vågorna approximeras som plana. Beroende på teleskopens positioner kommer det uppstå en geometrisk tidsfördröjning τ mellan när en viss våg når de två teleskopen. I figur 4.1 illustreras skillnaden i väg de två teleskopen emellan. Vektorn mellan de två teleskopen \vec{B}_{ij} , hädanefter \vec{B} , är den så kallade *baslinjen* och är riktad från j till i . \vec{s} är den vektor som går från teleskopen mot källan som de betraktar. Vägskillnaden ges därmed genom baslinjen \vec{B} projicerad på vektorn \vec{s} , det vill säga $\vec{B} \cdot \vec{s}$. Tidsfördröjningen erhålls därefter genom att dividera med ljusets hastighet c enligt

$$\tau = \frac{\vec{B} \cdot \vec{s}}{c}. \quad (4.3)$$

De planvågor som antenn i mäter inducerar en spänning. Om vågorna filtreras för att endast fokusera på en viss vinkelfrekvens ω ges denna spänning av

$$E_i(t) = E e^{i\omega t}, \quad (4.4)$$

om vi försummar brus från instrument. På grund av tidsfördröjningen τ kommer den inducerade spänningen i antenn j att ges av

$$E_j(t) = E e^{i\omega(t-\tau)} = E e^{i\omega(t-\frac{\vec{B} \cdot \vec{s}}{c})}, \quad (4.5)$$

Genom att undersöka den så kallade *visibiliteten* för teleskopparet erhålls dels information om hur de två teleskopen korrelerar och dels om amplituden på de elektromagnetiska vågor som de mäter. Visibiliteten beräknas enligt

$$V(\vec{B}(t)) = \frac{1}{\delta t} \int_t^{t+\delta t} E_i(t) E_j^*(t - \tau) dt, \quad (4.6)$$

där * betecknar komplexkonjugatet och δt är en integrationstid som typiskt är några sekunder. Om $E_i(t)$ och $E_j^*(t-\tau)$ ersätts med uttrycken i ekvation (4.4) och (4.5) erhålls istället

$$V(\vec{B}(t)) = \frac{1}{\delta t} \int_t^{t+\delta t} E e^{i\omega t} E e^{-i\omega(t-\frac{\vec{B}\cdot\vec{s}}{c})} dt = \frac{I e^{i\frac{\omega}{c}\vec{B}\cdot\vec{s}}}{\delta t} \int_t^{t+\delta t} 1 dt, \quad (4.7)$$

där $I = E^2$ är ljusets intensitet. Då δt är mycket längre än periodtiden för ljus (för mätningar vid submillimeter-våglängder gäller $\frac{2\pi}{\omega} \approx 3 \cdot 10^{-12}$ s) kommer medelvärdet under tiden δt inte att avvika mycket från medelvärdet under en period $\frac{2\pi}{\omega}$. Det gör att visibiliteten kan approximeras som

$$V(\vec{B}(t)) = \frac{I e^{i\frac{\omega}{c}\vec{B}\cdot\vec{s}}}{\frac{2\pi}{\omega}} \int_t^{t+\frac{2\pi}{\omega}} 1 dt = I e^{i\frac{\omega}{c}\vec{B}\cdot\vec{s}} \quad (4.8)$$

4.2.2 Koordinatsystem vid interferometri

För att kunna arbeta med uttrycket för visibiliteten i ekvation (4.8) behöver koordinatsystemen för vektorerna \vec{B} och \vec{s} definieras. Som tidigare nämnts, vilket visas i figur 4.1, är \vec{B} en vektor som går mellan två teleskop och \vec{s} är en vektor som pekar på en punkt på himlen.

Himlen kan betraktas som en sfär med radien 1. När källor på himlen undersöks är det deras koordinater på själva sfären som är intressanta. Därför görs uppdelningen $\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{\sigma}$, se figur 4.2. \vec{s}_0 är riktad mot observationsområdets centrum och definieras som $\vec{s}_0 = (0; 0; 1)$. Avvikelsen på himlen ges därmed av $\vec{\sigma}$.

Vektorn \vec{s} kan delas upp i de tre komponenterna (l, m, n) , där n är riktad parallellt med \vec{s}_0 och l samt m beskriver hur \vec{s} avviker från \vec{s}_0 på sfären. Då sfären har radien 1 gäller att

$$|\vec{s}| = |\sqrt{l^2 + m^2 + n^2}| = 1, \quad (4.9)$$

kan n skrivas som $n = \sqrt{1 - l^2 - m^2}$. Då gäller att

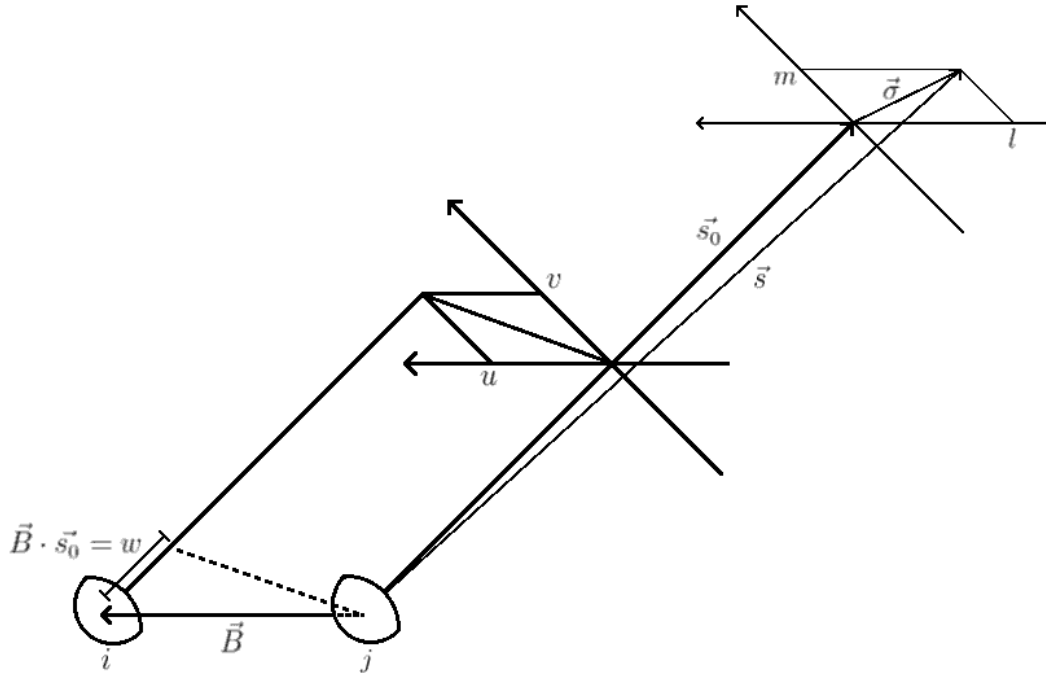
$$\vec{s} = (l, m, \sqrt{1 - l^2 - m^2}). \quad (4.10)$$

Således ges koordinaterna för σ av

$$\vec{\sigma} = \vec{s} - \vec{s}_0 = (l, m, \sqrt{1 - l^2 - m^2} - 1). \quad (4.11)$$

För små avvikelser från \vec{s}_0 , det vill säga $l, m \ll 1$, kan himlen approximeras som ett plan, hädanefter benämnt *himmelsplanet*. För vektorn $\vec{\sigma}$ innebär denna approximation att

$$\vec{\sigma} \approx (l, m, 0). \quad (4.12)$$



Figur 4.2: Visualisering av uv -plan och himmelsplan. I denna figur pekar de två teleskopen i riktning s_0 . u och v erhålls genom att projicera \vec{B} på det plan som är ortogonalt mot s_0 . Vektorn $\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{\sigma}$, där \vec{s}_0 är centrum av observationsområdet. $\vec{\sigma}$, som har komponenterna l och m , approximeras som ortogonal mot \vec{s}_0 och beskriver små avvikelser från \vec{s}_0 på himmelsplanet.

Även baslinjen \vec{B} delas upp i tre komponenter, kallade (u, v, w) . I figur 4.2 åskådliggörs hur u och v erhålls genom att projicera \vec{B} på det plan som är ortogonalt mot \vec{s}_0 . u och l är parallella, precis som v och m . Den sista komponenten fås genom $w = \vec{B} \cdot \vec{s}_0$.

4.2.3 Approximation av visibiliteten

För att kunna producera en bild av ett område på himlen integreras uttrycket i ekvation (4.8) över detta område. Detta ger, med omskrivningen $\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{\sigma}$, integralen

$$V(\vec{B}(t)) = \int_{\Omega} A_N(\vec{\sigma}) I(\vec{\sigma}) e^{i\frac{\omega}{c} \vec{B} \cdot (\vec{s}_0 + \vec{\sigma})} d\Omega = e^{i\frac{\omega}{c} \vec{B} \cdot \vec{s}_0} \int_{\Omega} A_N(\vec{\sigma}) I(\vec{\sigma}) e^{i\frac{\omega}{c} \vec{B} \cdot \vec{\sigma}} d\Omega \quad (4.13)$$

där Ω är observationsområdet på himmelsplanet, $d\Omega$ är en ytenhet på himmelsplanet och $A_N(\vec{\sigma})$ är *antennendiagram* (engelsk term: *primary beam attenuation*), $A_N(\vec{\sigma}) \rightarrow 0$ utanför observationsområdet. Faktorn $e^{i\frac{\omega}{c} \vec{B} \cdot \vec{s}_0}$ kan flyttas ut ur integralen ty \vec{s}_0 approximeras som ortogonal mot himmelsplanet och därmed även ytelementet $d\Omega$. Denna faktor beskriver endast en fas och kan därmed ignoreras.

Med de approximativa koordinatsystem som infördes i avsnitt 4.2.2 kan integralen i ekvation (4.13) skrivas som

$$V((u,v)(t)) \approx \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A_N(l,m) I(l,m) e^{2\pi i(ul+vm)} dldm \Rightarrow \quad (4.14)$$

$$I_{dirty}((l,m)(t)) \approx \frac{1}{A_N(l,m)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V_{samp}(u,v) e^{-2\pi i(ul+vm)} dudv \quad (4.15)$$

där visibiliteten nu endast beror av u och v , ty w multipliceras med den sista komponenten i $\vec{\sigma}$, som är 0. u och v mäts i antal våglängder i detta uttryck. Ytelementet $d\Omega$ har ersatts av $dldm$. $A_N(l,m)$ kan approximeras som

$$A_N(l,m) = e^{-\frac{2\ln 2(l^2+m^2)}{(1.13\lambda/D)^2}}, \quad (4.16)$$

där D är teleskopets diameter (ALMA Science, 2015). Detta uttryck bygger på en approximation att $A_N(l,m) \rightarrow 0$ utanför observationsområdet. Därför kan uttrycket i ekvation (4.14) integreras från $-\infty$ till ∞ . Sammanfattningsvis innebär ekvation (4.14) att visibiliteten, under vissa approximationer, kan betraktas som Fouriertransformationen av intensiteten.

4.2.4 uv -täckning

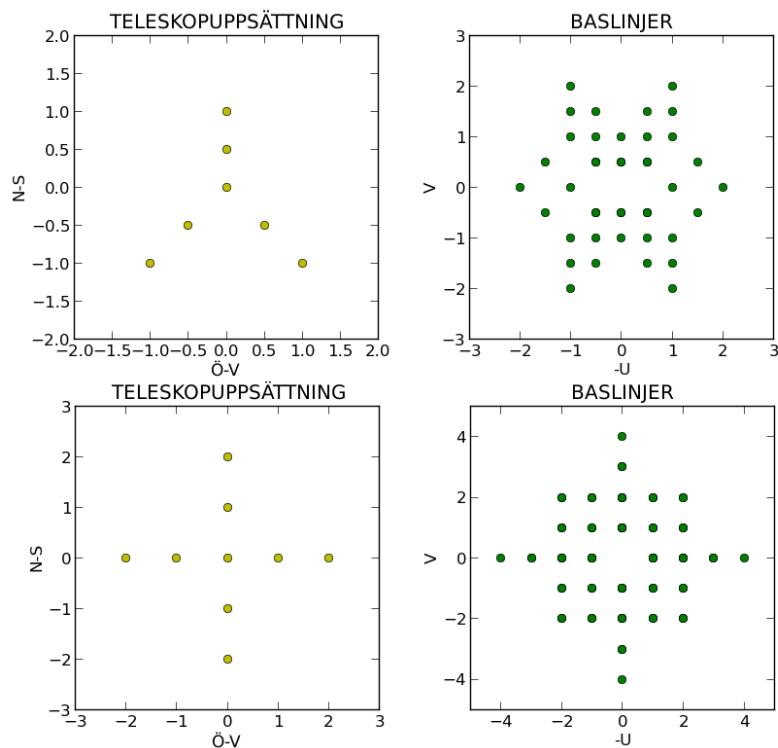
Det som avses lösas ut ur ekvation (4.14) är intensiteten $I(l,m)$. Om det finns information om visibiliteten för samtliga punkter i uv -planet kan intensiteten erhållas genom att inverstransformera visibiliteten och dividera med $A_N(l,m)$.

För en tvåelementsinterferometer är visibiliteten dock endast definierad för två punkter i uv -planet. Dessa två punkter är speglade genom origo, det vill säga att om den ena punkten befinner sig i (u,v) så befinner sig den andra i $(-u, -v)$. Ett sätt att få bättre täckning i uv -planet är att nyttja fler än två teleskop. Varje par av teleskop kommer då att verka som en tvåelementsinterferometer, vars baslinje ger täckning för en viss punkt i uv -planet. I figur 4.3 illustreras två olika uppsättningar av teleskop samt vilka punkter som dessa uppsättningar ger uv -täckning för. Antalet tvåelementsinterferometrar N ges av

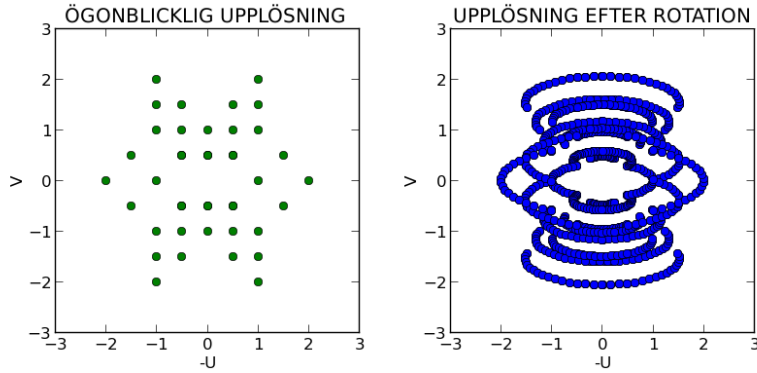
$$N = \binom{n}{2} = \frac{n \cdot (n-1)}{2}, \quad (4.17)$$

där n är antalet teleskop. Detta medför att n teleskop ger upphov till $2N$ täckta punkter i uv -planet.

Som tidigare nämnt beror baslinjerna, och därmed uv -täckningen, på teleskopens relativa positioner sedda från den källa de betraktar. Eftersom jorden roterar kommer dessa relativa positioner att förändras under en mätning. Jordens rotation leder således till att en större del av uv -planet täcks. Figur 4.4 illustrerar hur uv -täckningen utökas efter att jorden har roterat. Hela uv -planet kommer dock aldrig att kunna täckas. Det kommer alltid att finnas ett hål i origo. För att undvika detta hål skulle två



Figur 4.3: uv -täckning. I den vänstra kolumnen visas två exempel på teleskopuppsättningar, där varje gul punkt motsvarar ett teleskop. De uv -täckningar som de två uppsättningarna ger upphov till, vilka kan ses i den högra kolumnen, fås genom att betrakta baslinjerna mellan samtliga kombinationer av teleskop. Källan som teleskopen betraktar förutsätts i dessa exempel befinna sig rakt ut från figurens plan samt långt bort från teleskopen. Bild hämtad från Martí-Vidal & Muller (2015).



Figur 4.4: uv -täckning efter att jorden har roterat. Figuren till vänster visar en uv -täckning vid ett specifikt ögonblick under en mätning. Eftersom jorden roterar kommer teleskopens relativa positioner, sedda från källan som de betraktar, att ändras med tiden. Det medför att ju längre tid en mätning pågår, desto fler punkter i uv -planet kommer att täckas. I figuren till höger visas hur uv -täckningen ser ut efter 8 timmars mätning. Bild hämtad från Martí-Vidal & Muller (2015).

olika teleskop behöva befinna sig på samma plats. Alltså är det ännu inte möjligt att inverstransformera visibiliteten.

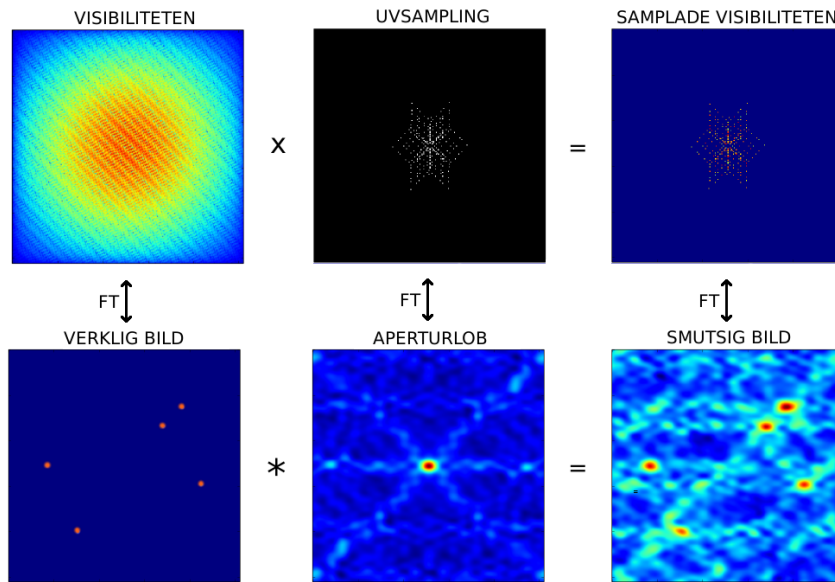
4.2.5 Smutsig bild

Ett sätt att behandla det faktum att visibiliteten inte är känd i hela uv -planet är att sätta visibiliteten till 0 i alla punkter som inte täcks av teleskopet. Detta görs praktiskt genom att låta visibiliteten multipliceras med *samplingfunktionen* enligt

$$V_{\text{samp}}(u,v) = V(u,v) \cdot S(u,v). \quad (4.18)$$

$S(u,v)$ ges ett värde i alla punkter där visibiliteten är definierad och 0 i alla övriga punkter. De uppmätta visibiliteterna kan påverkas av olika grader av brus, se avsnitt 4.4. Exempelvis kan en viss baslinje, det vill säga en specifik punkt i uv -planet, vara extra brusig. För att inte låta denna baslinje få oproportionerligt stort inflytande på intensiteten efter Fouriertransformationen behöver de olika baslinjerna viktas olika i förhållande till varandra. En brusig baslinje ges en lägre vikt än en med lägre brus enligt förhållandet $1/\sigma^2$, där σ är standardavvikelsen på bruset kring visibiliteten. Detta är baslinjens *visibilitetsvikt*.

Det är nu möjligt att inverstransformera V_{samp} . Dessvärre erhålls inte längre den korrekta intensiteten. Istället produceras en *smutsig bild* (engelsk term: *dirty image*) av källan, vars intensitet inte stämmer överens med verkligheten. Eftersom V_{samp} är en produkt kommer dess inverstransformation motsvaras av en faltning mellan inverstransformationerna av de två faktorerna. Den verkliga intensiteten är därmed faltad enligt



Figur 4.5: Smutsig bild. I denna figur visas sambandet mellan teleskopuppsättningen och den smutsiga bild som produceras. Den övre raden illustrerar hur visibiliteten multipliceras med samplingsfunktionen i uv -planet, som bestäms av baslinjerna mellan de teleskop som används. På den undre av de två raderna visas detta i termer av intensitet, vilka erhålls genom att Fouriertransformera den övre raden. Här är intensiteten (den verkliga bilden med fem punktkällor) faltad med samplingsfunktionens Fouriertransform, den så kallade aperturloben, vilket resulterar i den smutsiga bilden. Styrkan går från svagt i blått till starkt i rött. Bild hämtad från Martí-Vidal & Muller (2015).

$$I_{dirty}(l,m) = I(l,m) * D(l,m), \quad (4.19)$$

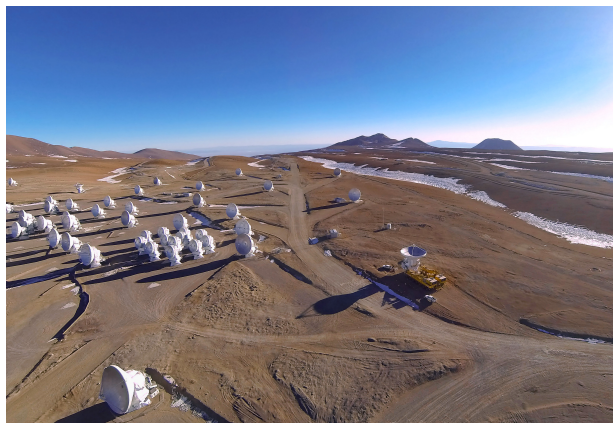
där $D(l,m) = \mathcal{F}(S(u,v))$ är Fouriertransformen av samplingsfunktionen $S(u,v)$ och kallas hädanefter för *aperturlob* (engelsk term: *dirty beam*), och $*$ betecknar faltning. Denna motsvarar bländaren i en kamera och dess utformning beror på interferometerens täckning av uv -planet. I en kamera är bländare en cirkulär disk, men i fallet med en interferometer konstrueras istället en syntetisk bländare som kallas för aperturlob. Varje verklig punktkälla kommer i den smutsiga bilden att ha en aperturlob. I figur 4.5 illustreras sambandet mellan teleskopuppsättningen, aperturloben och den smutsiga bilden. För att kunna få en rimlig bild av hur källorna egentligen ser ut behöver inverkan av aperturloben reduceras.

4.3 ALMA-teleskopet

Övergripande referens: ALMA (2015a)

ALMA, förkortning av Atacama Large Millimeter/submillimeter Array, är världens största och mest känsliga interferometriska teleskop för mätningar på millimeter- och submillimeter-våglängder. Som produkten av ett stort internationellt samarbete mellan länder i Nordamerika, Östasien och Europa, däribland Sverige, används ALMA av forskare i hela världen. ALMA är beläget på Chajnantor-platån i Chile, nästan 5000 meter över havet. Den låga luftfuktigheten, och därmed atmosfärsstörningen, på denna plats gör Chajnantor-platån väl lämpad för observationer på submillimeter-våglängd (ALMA, 2015b).

Bestående av upp till 66 teleskop med diameter på 7 m eller 12 m kan ALMA:s täckning av uv -plan och vinkelupplösning varieras genom att ställa teleskopen i olika konfigurationer. Precis som för ett enskilt teleskop kan ALMA-teleskopets vinkelupplösning beräknas med hjälp av formeln i ekvation (4.1). Skillnaden är att för ALMA motsvarar D det största avståndet mellan två teleskop, vilket kan sträcka sig upp till 16 km.



Figur 4.6: Fotografi av ALMA-teleskopet. Atacama Large Millimeter/-submillimeter Array i Chile är beläget på Chajnantor-platån, nästan 5000 meter över havet (ALMA, 2015b). Källa: Wikimedia Commons⁵.

4.4 Brus

Bruset i en bild från ett teleskop kan antas vara gaussiskt och med ett medelvärde på noll. Alltså följer bruset normalfördelningen:

⁵Bild hämtad från [http://commons.wikimedia.org/wiki/File:The_final_ALMA_antenna_arrives_at_Chajnantor_\(14440036924\).jpg](http://commons.wikimedia.org/wiki/File:The_final_ALMA_antenna_arrives_at_Chajnantor_(14440036924).jpg), tillgänglig 2015-05-08.

$$P(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.20)$$

där σ dess standardavvikelse. Detta medför att risken för att detektioner är brus kan avgöras genom att jämföra detektionens värde med standardavvikelsen i distributionen, om det då är till exempel fem gånger högre är risken att det är en falsk detektion mindre än $10^{-4}\%$ per position i bilden.

Bruset kommer från aperturen, väder samt ljusstarka källor på himlen, varav instrumentets brus är okorrelerat mellan olika mätningar vilket i kommande stycke visar sig vara användbart.

4.5 Stackning

Övergripande referens: Lindroos et al. (2015)

För att kunna reducera det brus som uppkommer i mätningarna kan ett koncept som kallas stackning användas. I princip går detta ut på att medelvärdesbilda över flera mätningar och på så sätt minska bruset, då detta är okorrelerat mellan mätningarna. På så sätt kan betydligt ljussvagare källor mätas. Denna metod kräver att källornas koordinater är kända sedan tidigare.

Två typer av stackning är bildstackning och uv -stackning. Bildstackning går ut på att medelvärdesbilda de olika källornas intensiteter, medan uv -stackning bygger på att källornas visibiliteter stackas.

4.5.1 Medelvärdesbildning

En mätning av källa i antas kunna skrivas som:

$$X_i = F_i + G(\sigma_i) \quad (4.21)$$

där X_i är resultatet vid mätning på källa i , F_i är den faktiska spektrala flödestätheten från källa i och $G(\sigma_i)$ är ett gaussiskt brus som beror av standardavvikelsen σ_i vid mätningen. Samtliga källor som undersöks under detta projekt är sBzK-galaxer, vilka befinner sig ungefär lika långt bort från oss och har liknande luminositeter. Detta tillåter antagandet att samtliga källor har samma spektrala flödestäthet, det vill säga $F_i = F \forall i$. Dessutom antas för standardavvikelsen att $\sigma_i = \sigma \forall i$. Förhållandet mellan spektral flödestäthet och brus vid en enskild mätning ges därmed av

$$\frac{\text{spektral flödestäthet}}{\text{brus}} = \frac{F}{\sigma}. \quad (4.22)$$

Utöver detta antagande förutsätts även att signalen och bruset är okorrelerade vid en enskild mätning samt att bruset vid de olika mätningarna är okorrelerade.

För att medelvärdesbilda mätningarna adderas samtliga X_i och därefter divideras summan med antalet källor N . De spektrala flödestätheterna F för de olika mätningarna är additiva, men det gäller inte för standardavvikelseerna σ . Istället är det varianserna σ^2 som är möjliga att addera, vilket innebär att standardavvikelsen efter medelvärdesbildningen σ_m blir

$$\sigma_m = \sqrt{\sum_{i=1}^N \sigma^2} = \sqrt{N \cdot \sigma^2} = \sqrt{N} \sigma. \quad (4.23)$$

Detta innebär att om medelvärdesbildning utförs erhålls

$$X_m = \frac{\sum_{i=1}^N X_i}{N} = \frac{F \cdot N + G(\sigma_m)}{N} = \frac{F \cdot N}{N} + \frac{G(\sqrt{N} \sigma)}{N} = F + G\left(\frac{\sigma}{\sqrt{N}}\right), \quad (4.24)$$

där X_m är resultatet av medelvärdesbildningen.

Bruset är fortfarande gaussiskt, men med en standardavvikelse som är dividerad med \sqrt{N} , roten ur antalet stackade källor. Detta medför att efter medelvärdesbildningen ges förhållandet mellan spektral flödestäthet och brus istället av

$$\frac{\text{spektral flödestäthet}}{\text{brus}} = \frac{F}{\left(\frac{\sigma_i}{\sqrt{N}}\right)} = \sqrt{N} \frac{F}{\sigma_i}, \quad (4.25)$$

där det framgår att ju fler källor som stackas, desto ljussvagare källor kan studeras.

4.5.2 *uv*-stackning

I visibilitetsdatan, som *uv*-stackning använder sig av, ser en punktkälla i ut som

$$F_i \cdot e^{2\pi i(ul_i + vm_i)} = F_i \cdot e^{\phi_i} \quad (4.26)$$

där l_i och m_i är källans sedan tidigare kända koordinater på himlen. En källa som har $l_i = m_i = 0$ befinner sig i det så kallade *fascentrum*, och kommer i visibilitetsdatan ha ett konstant värde F_i . Då denna källa inverstransformeras ger den upphov till en punktkälla i mitten av den reella bilden.

För att kunna stacka källor, vare sig det gäller bildstackning eller *uv*-stackning, krävs det att de olika källorna placeras *på varandra*. Ett sätt att göra detta i visibilitetsdatan är att flytta samtliga källor till fascentrum. Detta åstadkoms genom att multiplicera uttrycket i ekvation (4.26) med fasen $e^{-\phi_i}$, vilket ger det konstanta värdet F_i . Genom att utföra denna multiplikation förloras information om källornas positioner på himlen.

Om det finns två källor som ska stackas utförs fasmultiplikation enligt

$$\frac{F_1 \cdot e^{\phi_1} + F_2 \cdot e^{\phi_2}}{2} \cdot (e^{-\phi_1} + e^{-\phi_2}) = \frac{F_1 + F_2}{2} + \frac{F_1}{2} \cdot e^{\phi_1 - \phi_2} + \frac{F_2}{2} \cdot e^{\phi_2 - \phi_1}. \quad (4.27)$$

Denna multiplikation ger upphov till tre stycken termer i högerledet. En konstant källa, vars styrka är medelvärde av de två källorna, samt två källor vars faser är lika med fasskillnaderna mellan de två källorna. När dessa inverstransformerar kommer den konstanta källan att bli en punktkälla i mitten av den reella bilden och de två övriga kommer att bli svagare punktkällor som är förskjutna från mitten enligt deras faser. Multiplikationen utförs på analogt vis då det finns fler än två källor.

Om en stark källa $F_b \cdot e^{\phi_b}$, som inte avses stackas, befinner sig i närheten av en av de stackade källorna kommer dess spektrala flödestäthet att påverka den stackade datan. För att minimera inverkan av den starka källan subtraheras *modeller* av källan $F'_b \cdot e^{\phi'_b}$ från *uv*-datan genom

$$\begin{aligned} & \frac{F_1 \cdot e^{\phi_1} + F_2 \cdot e^{\phi_2} + F_b \cdot e^{\phi_b} - F'_b \cdot e^{\phi'_b}}{2} \cdot (e^{-\phi_1} + e^{-\phi_2}) = \\ & = \left(\frac{F_1 + F_2}{2} + \frac{F_1}{2} \cdot e^{\phi_1 - \phi_2} + \frac{F_2}{2} \cdot e^{\phi_2 - \phi_1} \right) + \\ & + \left(\frac{F_b}{2} \cdot e^{\phi_b - \phi_1} + \frac{F_b}{2} \cdot e^{\phi_b - \phi_2} - \frac{F'_b}{2} \cdot e^{\phi'_b - \phi_1} - \frac{F'_b}{2} \cdot e^{\phi'_b - \phi_2} \right). \quad (4.28) \end{aligned}$$

De tre termer som står inom den första parenteserna i högerledet påverkas endast av de källor som avses stackas, och är ekvivalent med det uttryck som står i högerledet i ekvation (4.27). De fyra termer som står inom den andra parenteserna är nya och beror av såväl den starka källan som modellen av den.

Om det antas att $\phi_b = \phi_1$, det vill säga att den starka källan befinner sig nära källa 1, kommer den första termen ($\frac{F_b}{2} \cdot e^{\phi_b - \phi_1}$) att bli konstant. Detta innebär att när inverstransformationen sker kommer den spektrala flödestätheten hos punktkällan i mitten av bilden att öka med $\frac{F_b}{2}$, vilket beroende på storleken på F_b kan orsaka stora fel i resultatet. Om det istället är N källor som stackas kommer bidraget från den starka källan till punktkällans spektrala flödestäthet att vara $\frac{F_b}{N}$.

Detta bidrag kommer dock att minska om modellen av den källan stämmer väl överens med verkligheten. I idealfallet är $F'_b \cdot e^{\phi'_b} = F_b \cdot e^{\phi_b}$, det vill säga att modellen är identisk med källan. Då kommer den tredje termen i den andra parenteserna ($-\frac{F'_b}{2} \cdot e^{\phi'_b - \phi_1}$) att bli konstant $-\frac{F'_b}{2} = -\frac{F_b}{2}$ och därmed fullständigt eliminera inverkan av den starka källan.

4.5.3 Bildstackning

Precis som för *uv*-stacking, går bildstackning ut på att medelvärdesbilda de olika källorna och på så vis reducera bruset. Skillnaden är att inom bildstackning är det i himmelsplanet som källorna stackas, snarare än i *uv*-planet. Detta innebär att bildstackning använder sig av intensiteter, snarare än visibiliteter.

Metoden går ut på att bilder på samtliga källor superpositioneras i en ny bild, med källorna centrerade. Intensiteterna i varje punkt adderas och normeras, vilket ger

medelvärde av källornas intensiteter i bildens centrum. Eftersom brus i bilderna antas vara oberoende kommer intensiteterna runt bildens centrum att bli mindre.

4.5.4 Viktning vid stackning

Den beskrivning av medelvärdesbildningen som ges i ekvation (4.24) är en förenkling av hur den egentligen sker. I själva verket utförs en viktad medelvärdesbildning enligt

$$X_m = \frac{\sum_{i=1}^N W_i X_i}{\sum_{i=1}^N W_i}, \quad (4.29)$$

där W_i är vikten för respektive källa som stackas.

Idén med denna vikt är, precis som för de visibilitetsvikter $S(u,v)$ som nämns i avsnitt 4.2.5, att minimera brus i resultatet. Skillnaden är dock att visibilitetsvikterna beror på brus i uv -datan, medan stackningsvikterna beror på brus kring källan som stackas. Detta brus kan exempelvis bero på var i den producerade bilden som källan befinner sig, eftersom antenndiagrammet $A_N(l,m)$ avtar längre bort från observationsområdets centrum. Dessutom kan brus i olika bilder variera beroende på vilken del av himlen som har betraktats samt väderförhållanden när bilden producerades.

5 Metod

För att besvara projektets frågeställningar antas ett deduktivt angreppssätt där befintliga teorier och modeller för galaxurval, stackning och beräkning av SFR används. Slutligen jämförs bild- och uv -stackning genom att tillämpas på den insamlade datan.

Den ALMA-data som användes under detta projekt är från den första cykeln av observationer (på engelska kallad *Cycle 0*), då 16–20 teleskop användes. Under denna period var det största avståndet mellan två teleskop $D = 400$ m (ALMA, 2012). Detta innebär att för 340 GHz var ALMA:s vinkelupplösning under första cykeln $\theta = 0,51''$ (ALMA Science, 2015). Det teoretiska *synfältet* (engelsk term: *field of view*) för de observationer som använts är $\approx 17''$.

5.1 Urval av galaxer

För att välja ut galaxer att studera har vi haft tillgång till observationsdata från “The Cosmological Evolution Survey” (COSMOS) (Scoville et al., 2007), ett projekt som undersökt ett två kvadratgrader stort område på himlen. I COSMOS-projektet har flertalet olika teleskop använts för att få information på olika våglängder. Detta har lett till upptäckandet av över $2 \cdot 10^6$ galaxer.

Ett skript som skapades valde ut galaxer genom att på COSMOS-datan använda oss av de kriterier som ställts upp i ekvationerna (3.15), (3.16) och (3.17), samt att magnituder i K_{AB} -band har $K < 22,25$. Magnitudkravet motsvarar att ljussvaga galaxer, det vill säga galaxer som stölar starkare än $K_{AB} = 22,25$ exkluderades. Galaxurvalet begränsades även till dem som låg inom de 99 observationsriktningar där vi har haft tillgång till ALMA-data. Skriptet använder sig av kriterier som tagits fram av McCracken et al. (2010). Vi har även valt att exkludera eventuella galaxer med rödförskjutning $z \ll 1$ för att kunna göra antagandet om att negativ K -korrektions gäller.

5.2 Kalibrering av ALMA-data

Den data vi använder oss av är insamlad med ALMA och tillhör projekt 2011.0.00097.S där mätningar gjordes i omgångar mellan 2012-04-21 och 2012-11-03 och leddes av Nick Scoville. De frekvenser som användes var 336,00 GHz, 337,89 GHz, 347,91 GHz samt 346,01 GHz med en kanalbredd på 15625 kHz och bandbredd på 2 GHz. För varje frekvens fanns 128 kanaler. Den genomsnittliga frekvensen är 341,96 GHz och dessa frekvenser kommer fortsättningsvis gemensamt benämnas 340 GHz-bandet.

Vid mätningar med ALMA-teleskopet utförs först *kvalitetsbedömningar* (engelsk term: *quality assessments*, QA) på all data innan den tillgängliggörs. Våra kalibreringar är baserade på de gjorda av QA, med vissa korrigeringar. Varje dataset kalibrerades individuellt med hjälp av “Common Astronomy Software Applications” (CASA) version 3.4 (NRAO, 2015). Datan består av 99 observationsriktningar med en typisk synvinkel på $12,8''$. Denna vinkel är något mindre än den teoretiska beräknade med ekvation 4.1

på omkring $17''$. Denna skillnad beror på att mätningarna är mindre säkra utkanten av synfältet och därför tas denna data bort.

För att kunna utföra bildstackning krävs det att hela bilden som ska stackas får plats inom observationsriktningens synfält. Då en bildstorlek på $3,2'' \times 3,2''$ nyttjas vid bildstackning, mer om detta i avsnitt 5.5, krävdes det att de galaxerna som valdes ut låg inom $10,5''$ från observationsriktningens centrum. Med detta värde erhöles en area på 350 bågsekund² för en enskild observationsriktning och 34500 bågsekund² för samtliga 99, vilket visas i Tabell 5.1. Hela COSMOS har en synfältsarea på $2,6 \cdot 10^6$ bågsekund², vilket innebär att ALMA:s observationsriktningar täcker $\approx 1\%$ av hela COSMOS.

Tabell 5.1: Observationsriktningar och synfältsarea för ALMA och COSMOS. I tabellen nedan anges arean på observationsriktningar och synfältsarea för ALMA:s observationsriktningar och COSMOS. Arean är uttryckt i bågsekunder².

Observationsriktning	Synfältsarea [bågsekund ²]
Enskild	350
Samtliga	34500
Hela COSMOS	$2,6 \cdot 10^7$

5.2.1 Bakgrund till kalibreringsprocessen

För att möjliggöra kalibrering av datan fanns det mätningar gjorda på himlakroppar kallade kvasarer samt i vissa fall på dvärgplaneter eller månar från vårt solsystem inkluderade i mätserierna. Då en viktig egenskap hos kvasarer är att de har ett mycket platt spektrum kan mätningar på dessa objekt användas för att kalibrera fasen och korrigera för atmosfärspåverknings. Detta görs genom att ta hänsyn till hur starkt olika mätkanaler tar upp signaler, i och med att detta kan variera till följd av antingen egenskaper hos komponenterna i teleskopen eller vädret vid tidpunkten för mätningen. Genom att jämföra vårt observerade spektrum med det förväntade spektrumet hos kvasaren kan korrigeringar göras på den registrerade visibiliteten för olika kanaler. Anledningen till att mätningar på dvärgplaneter eller månar inkluderas är att deras intensitet är känd sedan tidigare studier och fungerar som en referens för den absoluta spektrala flödestätheten.

5.2.2 Kalibreringsprocessen

Datan i projekt 2011.0.00097.S var uppdelad i 10 stycken mindre dataset vilka presenteras i tabell 5.2, tillsammans med information om vilka kalibratorer som använts och eventuella avvikelser från QAs kalibrering. Totalt är datan i dessa dataset insamlade från 99 olika observationsriktningar.

Tabell 5.2: Tabell över dataset och vad som ändrats i dem jämfört med QA:s kalibrering. Med F -kalibrator menas kalibrator för den spektrala flödestätheten.

Dataset	Mappnamn	Flaggade antenner	F -kalibrator
1	<i>X3dc0e7_X6ce</i>	DV09	Titan
2	<i>X3ddb0_X54</i>	DV15	Saknas: QA har valt faskalibrator
3	<i>X517008_X438</i>	-	Saknas: QA har valt faskalibrator
4	<i>X51ac2a_Xb0f</i>	-	Saknas: QA har valt faskalibrator
5	<i>X52f1e2_X7a9</i>	-	Ceres
6	<i>X3ddb0_X2e3</i>	DV09	Titan
7	<i>X3ddb0_Xc2</i>	DV09, DV15	Titan
8	<i>X517008_X617</i>	-	Titan
9	<i>X52f1e2_X6cd</i>	-	Callisto
10	<i>X532128_X56a</i>	-	Saknas: QA har valt faskalibrator

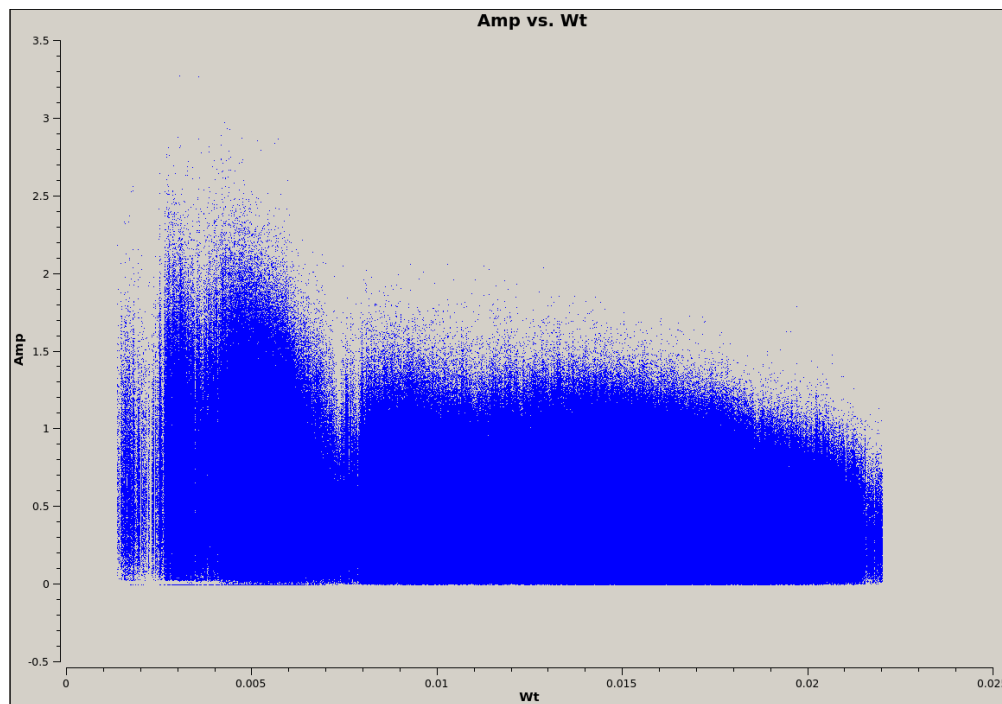
Efter att ha gått igenom den kalibreringskod som bifogats av QA beslutade vi att använda denna för bandpass- och faskalibrering i samtliga dataset. För att kalibrera den spektrala flödestätheten användes, i de dataset där det fanns, mätningar på månar eller dvärgplaneter med känd intensitet för att multiplikativt korrigera amplituderna på våra signaler. Även denna kod beslutades efter genomgång att användas för kalibreringen.

I de dataset där mätningar för kalibrering av den spektrala flödestätheten saknades hade antaganden om vilken kalibrering som behövts, gjorts av QA. Då vi själva inte kunnat göra ett bättre antagande användes även dessa för vår kalibrering. Vissa mindre förändringar gjordes i de olika kalibreringsskripten men inga som påverkade resultatet av kalibreringen märkbart. Efter undersökning av den kalibrerade datan valde vi slutligen att bortse från antenn DV09, samt i vissa dataset DV15, då dessa antenner gav avvikande och orimliga värden jämfört med de andra.

5.2.3 Virtuellt observationsriktning och korrigering av visibilitetsvikter

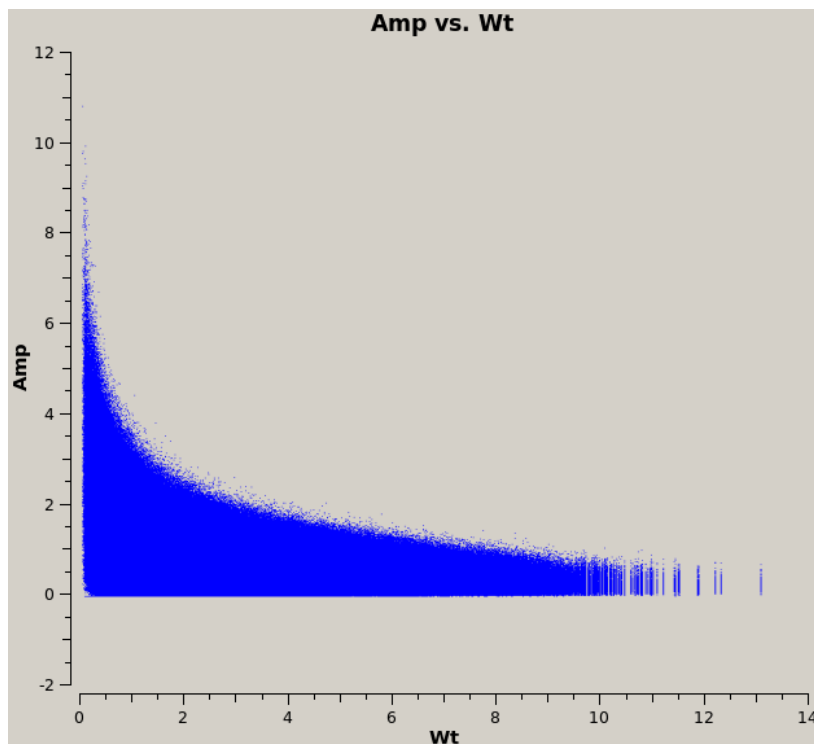
För att kunna utföra uv -stackning behöver visibiliteterna för de 99 observationsriktningarna, inom vilka de utvalda galaxerna befinner sig, sammanfogas till en enda virtuell observationsriktning (Lindroos, 2014).

Alla observationsriktningars visibiliteter har associerade vikter, se avsnitt 4.2.5. Dessa vikter är ofta satta till godtyckliga värden, alternativt teoretiskt uppskattade (NRAO, 2010). Följden kan bli att vikterna inte har korrekt förhållande mellan såväl de olika observationsriktningarna som de olika baslinjerna. För att minimera brus i de producerade bilderna ges låga vikter till baslinjer eller observationsriktningar med högt brus. Om vikterna är felaktiga skulle observationsriktningar med lågt brus kunna få orimligt lågt inflytande i den sammanfogade observationsriktningen.



Figur 5.1: Felaktiga amplituder mot vikt. Här är y-axeln amplituderna och x-axeln vikterna. Denna graf följer inte den förväntade trenden för vikterna, därav kan det antas att den första metoden för att beräkna vikterna var felaktig.

Vid noggrannare inspektion av den kalibrerade datan upptäcktes det att vikterna för olika amplituder inte var korrekt beräknade för delar av datan inom enskilda observationsriktningar, se figur 5.1. Ett rimligt utseende för vikterna är att höga amplituder får en lägre vikt, medan låga amplituder får en högre. I figuren ses att några höga amplituder har fått en orimligt hög vikt, vilket kan leda till missvisande resultat. För att åtgärda detta omräknades vikterna med hjälp av funktionen `statwt` i CASA. Denna funktion mäter spridningen inom visibilitetsdatan och baserar vikterna på denna. Efter detta fick amplituderna följande vikter i figur 5.2. Dessa följer den förväntade trenden betydligt bättre, eftersom de minskar för större amplituder.



Figur 5.2: Korrekta amplituder mot vikt. Här är vikterna korrekt beräknade, i allmänhet ska vikterna följa denna trend.

5.3 Skapande och behandling av bilder: användning av CLEAN-algoritmen

När kalibreringen var gjord var det av intresse att översätta datan till bilder för att kunna avgöra vad som fanns inom de olika observationsriktningarna. De bilder som producerades var 256×256 pixlar stora, med en pixelstorlek på $0,1''$. På grund av att antenndiagrammet A_N följer en normalfördelning är mätningar långt ut från centrum av bilden inte lika tillförlitliga som de närmare centrum. För att korrigera för detta höjs amplituden i utkanten av bilden. Detta kallas för *antenndiagramkorrektion* (engelska term: *primary beam correction*) och utförs för att avspegla hur brusig mätningen egentligen är.

Till följd av att datan kommer från ett interferometriskt teleskop är de första bilderna vi kan konstruera så kallade smutsiga bilder, vilka kan läsas om i avsnitt 4.2.5. För att avfalta intensiteten från aperturloben och skapa en bild överensstämmande med verkligheten användes en algoritm kallad CLEAN (Högbom, 1974) på de funna källorna. CLEAN använder sig av interpolation för att fylla i de punkter i uv -planet som ej täcks av teleskopets baslinjer. Det finns dock inget unikt sätt att utföra interpolationen på. På grund av detta måste en modell av en eventuell källa konstrueras manuellt. Interpolationen anpassas för att stämma överens med denna modell.

Det CLEAN gör är att iterativt subtrahera de ljusstarka källorna från datan. När dessa

källor subtraheras försvinner också det brus som kommer av deras sampling i uv -planet. Efter detta adderas källorna tillbaka igen men utan tillhörande brus. När denna algoritm applicerats på datan kunde bilder av de olika observationsriktningarna göras, dessa redovisas under avsnitt 6. För de observationsriktningar där källor med intensitet fem gånger starkare än det kringliggande brusets standardavvikelse detekterades, utfördes 500 iterationer av CLEAN och en modell av varje sådan källa skapades.

5.4 Borttagande av starka källor

I de bilder som tagits fram kunde vi manuellt observera källor i vissa observationsriktningar. Styrkan hos dessa jämfördes med standardavvikelsen i bilden, som beskrivits i avsnitt 4.4, och de som var mer än 5 gånger starkare än standardavvikelsen ansågs vara starka. För de källor som var starka, och inte tillhörde de utvalda sBzK-galaxerna, sparades modeller över deras intensiteter samt deras koordinater. Dessa modeller användes sedan för att subtrahera de starka källorna från observationsdatan, vilket förklarats mer detaljerat i avsnitt 4.5.2. På detta sätt kunde vi avlägsna ljuskällor som inte stämmer överens med villkoren från vårt sBzK-urval. Detta görs för att de starka källorna inte ska störa resultatet när egenskaperna hos de svagare källorna beräknas, se avsnitt 4.5.2.

5.5 Stackning

För att uv -stacka våra utvalda sBzK-galaxer användes programmet **stacker** av Lindroos et al. (2015). Till detta program matades den sammanfogade observationsriktningen samt koordinaterna för våra utvalda galaxer in. Programmet utförde sedan en medelvärdesbildning direkt i uv -datan, enligt avsnitt 4.5.2. Ur denna data skapades en bild med hjälp av CLEAN-algoritmen. Ur denna kan allmän information om galaxernas egenskaper, såsom storlek och stjärnbildningstakt, utläsas med hjälp av teoretiska modeller.

Även bildstackningen utfördes med hjälp av **stacker** genom att mata in färdiga bilder på varje observationsriktning samt källornas koordinater. För att inte de starka källor som nämns i avsnitt 5.4 skulle påverka stackningen användes residualerna som hade skapats av CLEAN som bilder i stackningen. Residualer är det som kvarstår av bilder när en modell subtraherats. Detta gäller inte för de bilder med starka källor som tillhörde de utvalda sBzK-galaxerna. För varje källa som stackades användes en 32×32 pixlar stor bild, med källan centrerad. En viktad medelvärdesbildning av dessa utfördes med dessa bilder för att korrigera för att vissa observationsriktningar var mer brusiga än andra samt för antenndiagrammet.

5.6 Undersökning av stackningsmetoderna

För att kontrollera brusnivån i det resultat som tagits fram genom stackningen användes en Monte Carlo-algoritm för att stacka slumpvisa koordinater från datan. För att få jämförbara resultat stackades lika många slumpvisa koordinater som de utvalda sBzK-galaxerna. Dessa koordinater valdes med en likformig fördelning ut inom de områden

som det sökts efter galaxer inom. Denna process användes för att ta fram 50 samlingar av koordinater som stackades var för sig på samma sätt som de utvalda galaxerna. Brusnivån i de bilder som togs fram jämfördes sedan med de som fått fram genom att stacka sBzK-galaxerna. Denna process utfördes både med bild och uv -stackning, för att kunna jämföra med resultaten.

5.7 Uträkning av stjärnbildningstakt och massa

Uträkning av stjärnbildningstakten för de utvalda galaxerna görs enligt ekvationerna (3.12), (3.13), (3.14), där β varierar mellan 1,5 – 2 (Dunne & Eales, 2001) (Draine, 2011). Den rödförskjutning som används är medelvärdet för de utvalda galaxerna. ν_{obs} är medelfrekvensen för våra mätningar, 340 GHz. T varierar mellan 30 – 45K. För källor som är starka nog att detekteras individuellt används istället deras respektive rödförskjutningar.

För att beräkna den genomsnittliga stjärnmassan för våra sBzK-galaxer används den förenklade modell som används i Daddi et al. (2004). Där beräknas stjärnmassan utifrån styrka på magnituder i K -band enligt:

$$\log M_{Galax}/10^{11}M_{\odot} = -0,4(K^{tot} - K^{11}). \quad (5.1)$$

Här är $K^{11} = 18,29$ i AB-magnituder vilket motsvarar ungefärlig K -bandsmagnitud för en galax med stjärnmassa kring $10^{11}M_{\odot}$. Alternativt skulle stjärnmassan kunna bestämas utifrån den spektrala energidistributionen, men bakomliggande teori för denna modell ligger dock utanför detta arbetes omfattning.

5.8 Relevans av metodval

Att använda sig av stackning innebär att antaganden görs om att de objekt som observeras har liknande egenskaper. Detta innebär att de resultat som erhålls alltid är förenklingar och att möjligheten att uttala sig om enskilda källors unika egenskaper förloras, något som kräver att urvalet av källor anpassas så att de objekt som observeras rimligen kan antas vara lika. Om detta krav är uppfyllt är den största styrkan med stackningen att information om objekten kan fås på våglängder där de tidigare varit för svaga att observera individuellt. Detta kräver givetvis att deras positioner är kända sedan tidigare.

Enligt Daddi et al. (2004) är fördelarna med att använda BzK-urvalen att metoden är effektiv på att välja ut galaxer i ett område som ligger nära $z \approx 2$ utan att urvalet blir snedvridet mot passiva eller starkt rödfärgade, stjärnbildande galaxer. Kriterierna kan även anpassas så att antingen passiva galaxer eller sBzK-galaxer kan väljas. Med denna anpassningsmöjlighet antas detta villkor uppfylla det krav på homogenitet hos de utvalda galaxerna som vi söker för att kunna dra rimliga slutsatser från våra stackade resultat.

Då sBzK-galaxer är stofrika kan det utnyttjas att observationer på svansen till stoftstrålningen påverkas av den negativa K -korrektionen och upplevs ha nästintill oföränd-

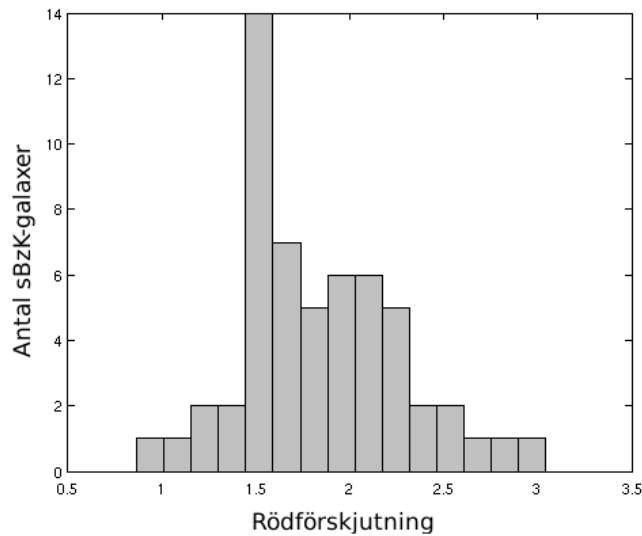
rad spektral flödestäthet vid våra rödförskjutningsintervall, se figur 3.6. Detta motiverar användningen av radioteleskop som ALMA. Genom att använda ALMA kan observationer utanför det våglängdsspann som blockeras av atmosfären utföras på svansen av sBzK-galaxernas stoftstrålning samtidigt som en bra vinkelupplösning erhålls.

6 Resultat och analys

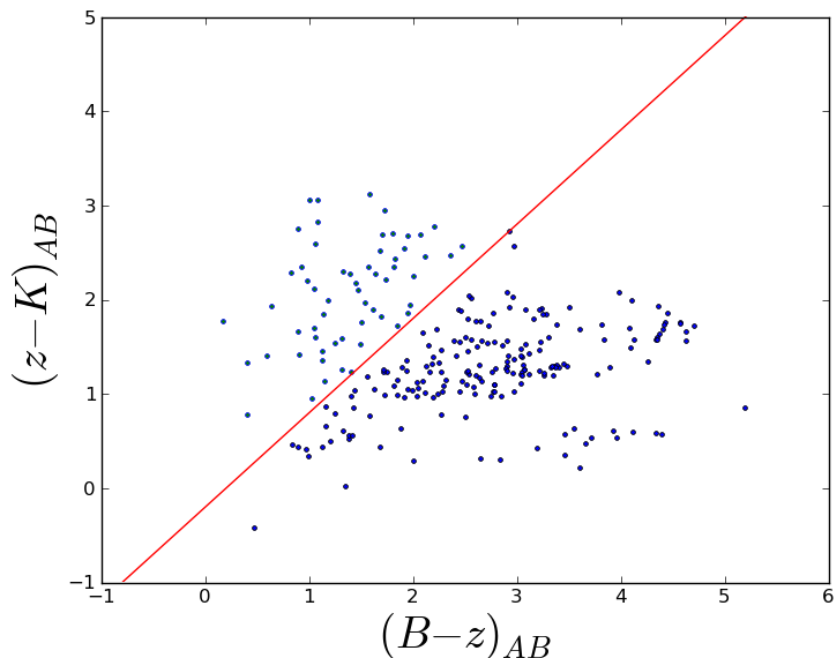
I avsnitt 6.1 presenteras vilka av galaxerna som har valts ut för stackning. Av dessa fanns det tre individuellt urskiljbara sBzK-galaxer, vilka presenteras i avsnitt 6.2. Vidare presenteras de resulterande bilderna från bild- samt uv -stackningen i avsnitt 6.3 och 6.4. Metodernas respektive noggrannhet jämförs i avsnitt 6.5 och därefter presenteras de uppskattade stjärnbildningstakterna hos dessa sBzK-galaxer i avsnitt 6.6. Till sist redovisas i avsnitt 6.7 de approximerade, genomsnittliga massorna för sBzK-galaxerna.

6.1 Utvalda sBzK-galaxer

Efter att urvalskriterierna för sBzK-galaxer applicerats på COSMOS-datan konstaterades 58 stycken galaxer inom ALMA:s observationsriktningar, alla med rödförskjutningar över $z = 0,8$. I figur 6.1 representeras dessa galaxer av de ljusa prickarna. Den genomsnittliga rödförskjutningen baserad på data från COSMOS-katalogen fås för galaxerna till $z = 1,84$. En av galaxerna saknade uppmätt rödförskjutning och exkluderades vid uträkning av genomsnittlig z . De värden på z som används har enligt Scoville et al. (2007) en osäkerhet på ungefär $\sigma_z/(z + 1) < 0,04$, där σ_z är standardavvikelsen för z . En fördelning av rödförskjutning hos de utvalda galaxerna kan ses i figur 6.2. Här ligger omkring 18% (10 st) utanför det förväntade intervallet på $1,4 < z < 2,5$ och ungefär 9% (5 st) har $z < 1,4$. Den högsta rödförskjutning som observeras är $z = 3,044$ och den lägsta är $z = 0,865$.



Figur 6.2: Histogram över rödförskjutningen hos de utvalda sBzK-galaxerna. Endast 18% av de utvalda sBzK-galaxerna ligger utanför det förväntade intervallet $1,4 < z < 2,5$.

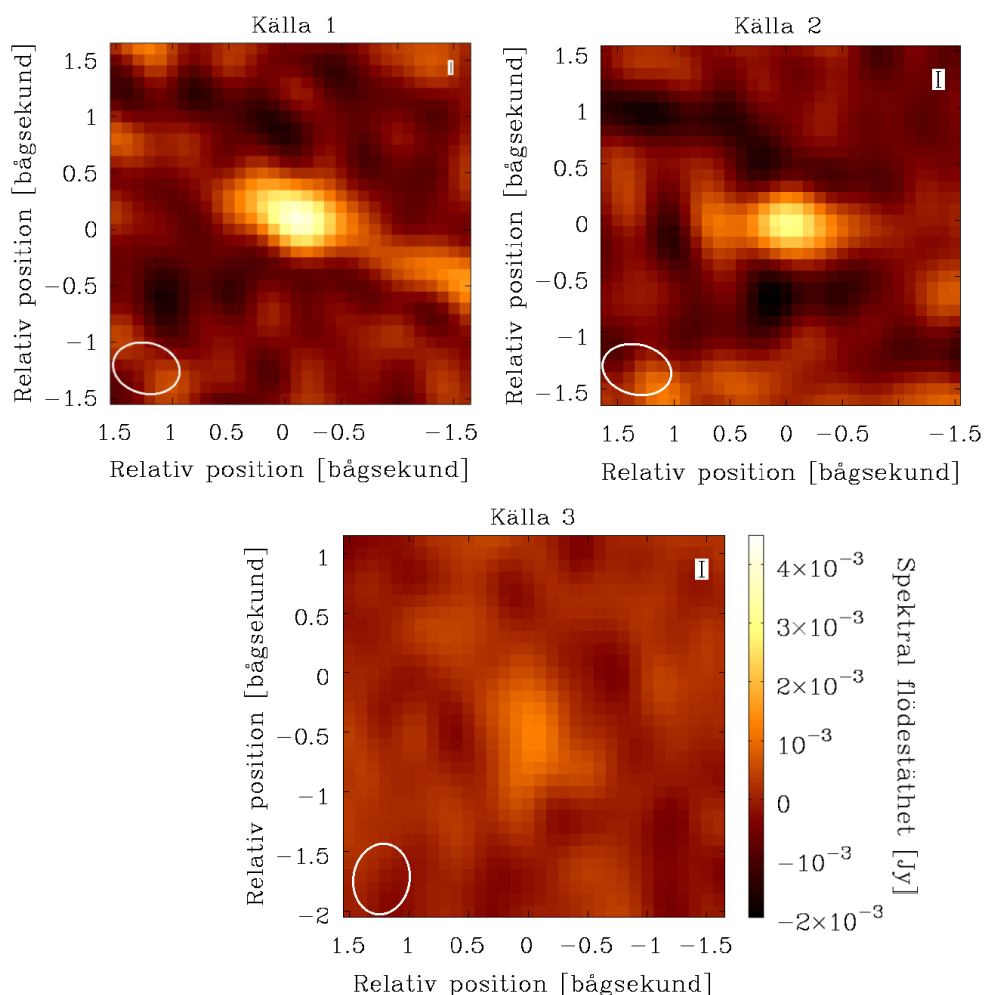


Figur 6.1: Källor inom ALMA:s observationsriktningar utplacerade enligt de monokromatiska AB magnitudvillkoren $(B-z)_{AB}$ mot $(z-K)_{AB}$. De ljusa prickarna motsvarar de källor som uppfyller sBzK kriteriet medan pBzK:s och övriga källor ges av mörka prickar. Den röda linjen utgör kravet i ekvation (3.16).

6.2 Tre individuellt urskiljbara galaxer

Tre av de utvalda sBzK-galaxerna var så ljusstarka att de observerades som individuella källor redan innan stackning genomfördes. För dessa galaxer har individuella egenskaper beräknats, exempelvis deras stjärnbildningstakt. De tre galaxerna illustreras i figur 6.3 och deras koordinater samt uppmätta spektrala flödestätheter visas i Tabell 6.1. I det nedre vänstra hörnet av varje bild illustreras dessutom aperturloben för respektive bild. Aperturloben beskriver hur en punktkälla bör se ut i respektive bild. Hädanefter kommer dessa tre galaxer att benämnas källa 1, källa 2 samt källa 3.

Källa 1 visas i den övre vänstra bilden och har en spektral flödestäthet på $4,2 \pm 0,5$ mJy, vilket gör den till en $8,4\sigma$ -källa. Feluppskattningen är baserad på standardavvikelsen hos brusets i bilden. Galaxen i den övre högra bilden är källa 2. Denna har en spektral flödestäthet på $3,2 \pm 0,4$ mJy, vilket gör den till en 8σ -källa. I den undre bilden visas källa 3 som har en spektral flödestäthet på $1,2 \pm 0,2$ mJy vilket gör den till en 6σ -källa. Dessa tre galaxer har en rödförskjutning på $z = 1,88$, $z = 1,97$ respektive $z = 2,11$ vilket är inom det förväntade intervallet.



Figur 6.3: Tre ljusstarka galaxer som uppfyller sBzK-villkoren. De två galaxerna på den övre raden kunde urskiljas direkt sedan bilder på deras observationsriktningar hade producerats. Deras spektrala flödestätheter är 4,2 mJy respektive 3,2 mJy, sett från vänster till höger. Med en spektral flödestäthet på 1,2 mJy är galaxen i den undre bilden inte lika lätt urskiljbar som de övriga två, men enligt vårt urval av COSMOS-katalogen är det en sBzK-galax. Längst ner till vänster i varje bild visas respektive aperturlob.

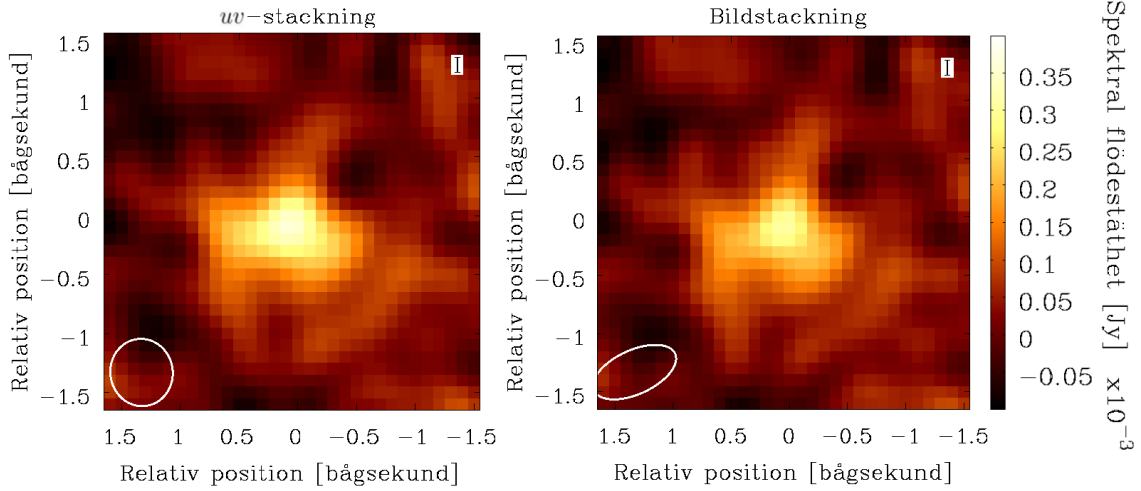
Tabell 6.1: Värden för de tre ljusstarka sBzK-galaxerna. I denna tabell visas den spektrala flödestätheten $F_{340\text{ GHz}}$, standardavvikelsen σ , kvoten $F_{340\text{ GHz}}/\sigma$ mellan dessa samt rödförskjutningen z för de tre galaxerna. De tre galaxernas koordinater är angivna i *rektascension* (engelskt uttryck: *right ascension*) och *dekliniation* (engelskt uttryck: *declination*).

Källa	Rektascension [°]	Dekliniation [°]	$F_{340\text{ GHz}}$ [mJy]	σ [mJy]	$F_{340\text{ GHz}}/\sigma$	z
1	150,378	2,31146	4,2	0,5	8,4	1,88
2	150,337	2,12404	3,2	0,4	8	1,97
3	149,783	2,37177	1,2	0,2	6	2,11

6.3 Stackning av samtliga sBzK-galaxer

Efter *uv*-stackning av de 58 utvalda sBzK-galaxerna erhöles den medelvärdesbildade källan som visas till vänster i Figur 6.4. I nedre vänstra hörnet av bilden visas medelvärdet av de stackade galaxernas aperturlober, som visar hur en punktkälla bör se ut i denna bild. Värden på bland annat spektral flödestäthet och standardavvikelse i de stackade bilderna presenteras i den övre raden i Tabell 6.2. Denna källa har en intensitet på $360 \pm 41 \mu\text{Jy}$, vilket innebär att galaxen är en $8,8\sigma$ -källa.

Efter bildstackning av de utvalda sBzK-galaxerna erhöles den medelvärdesbildade källan till höger i Figur 6.4. Den aperturlob som visas i det nedre vänstra hörnet är, till skillnad från *uv*-stackning, inte medelvärdet av de stackade galaxernas aperturlober. Istället väljs en av de stackade galaxernas aperturlober ut slumpmässigt. De stackade galaxernas värden presenteras i den nedre raden i Tabell 6.2. Denna källa har en intensitet på $310 \pm 42 \mu\text{Jy}$ vilket innebär att källans intensitet är 7,4 gånger större än standardavvikelsen. Till följd av hur stackningsalgoritmerna är skrivna bildstackades en av källorna två gånger. Detta eftersom att den låg inom två överlappande observationsriktningar. Detta ledde till att det stackades 59 gånger i bildstackningen, istället för 58 som i *uv*-stackningen. Efter genomgång har det konstaterats att denna extra bild inte påverkat stackningsresultaten nämnvärt.



Figur 6.4: Bilder över de stackade källorna. I den vänstra figuren illustreras resultatet från uv -stackningen och i den högra visas resultatet från bildstackningen. I det nedre vänstra hörnet av varje bild visas en aperturlob. För uv -stackningen är denna medelvärdet av de stackade galaxernas aperturlob, medan för bildstackning har en av de stackade galaxernas aperturlober slumpmässigt valts ut.

Tabell 6.2: Värden för bild- och uv -stackning av sBzK-galaxerna. I denna tabell visas den spektrala flödestätheten $F_{340\text{GHz}}$, standardavvikelsen σ , kvoten $F_{340\text{GHz}}/\sigma$ mellan dessa samt medelvärdet av rödförskjutningen z för de två stackningsmetoderna.

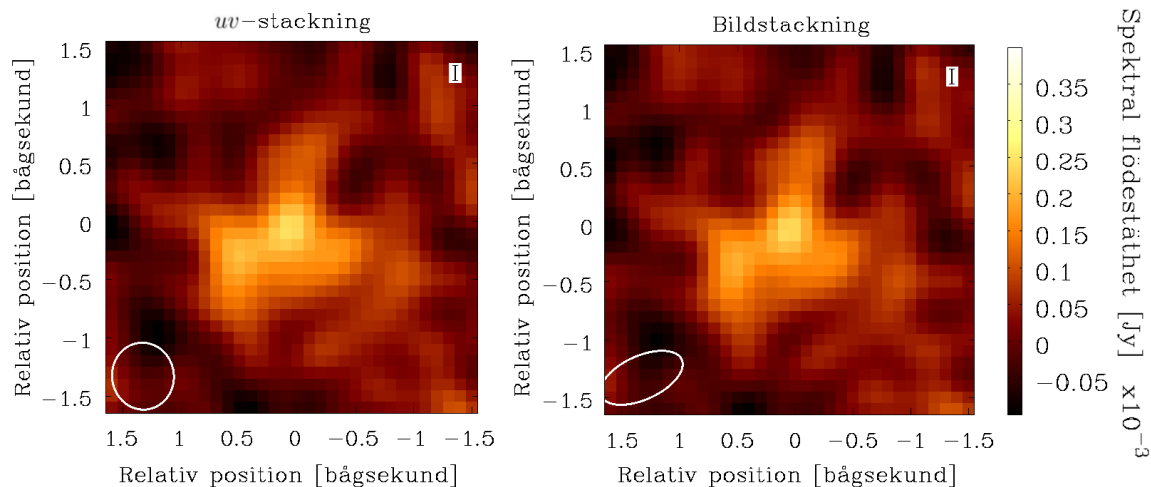
Källa	$F_{340\text{GHz}}$ [μJy]	σ [μJy]	$F_{340\text{GHz}}/\sigma$	$\langle z \rangle$
uv -stackning	360	41	8,8	1,84
Bildstackning	310	42	7,4	1,84

6.4 Stackning utan de tre ljusstarka källorna

För att undersöka hur de tre starka galaxerna påverkar resultatet utfördes även stackning av de 55 övriga galaxerna. uv -stackning av dessa resulterade i den vänstra bilden i Figur 6.5. Medelvärdet av de stackade källornas aperturlober illustreras i bildens nedre vänstra hörn. De värden som uppmättes redovisas i Tabell 6.3. Den uv -stackade källan har en spektralflödestäthet på $250 \pm 41 \mu\text{Jy}$, vilket är $\approx 110 \mu\text{Jy}$ eller 32% lägre än då samtliga sBzK-galaxer stackades. Med avseende på standardavvikelsen σ i bilden är detta en $5,9\sigma$ -källa.

Bildstackning av dessa 55 sBzK-galaxerna gav upphov till den högra bilden i Figur 6.4. Som tidigare nämnt väljs en aperturlob ut slumpmässigt bland de stackade

galaxerna. Medelvärdena för galaxerna presenteras i den nedre raden i Tabell 6.2. Bildstackningen gav en spektral flödestäthet på $240 \pm 41 \mu\text{Jy}$ vilket innebär att källans spektrala flödestäthet är 5,7 gånger större än standardavvikelsen. För bildstackningen är därmed den spektrala flödestätheten $\approx 70 \mu\text{Jy}$ eller 23% lägre än när alla sBzK-galaxer stackades. Precis som i fallet då samtliga BzK-galaxer stackades var det för bildstackning en extra stackad källa gentemot uv -stackning.



Figur 6.5: Bilder över de stackade källorna, utan de tre ljusstarka källorna. I den vänstra figuren illustreras resultatet från uv -stackningen och i den högra visas resultatet från bildstackningen. Färgskalan i denna figur är densamma som i Figur 6.4.

Tabell 6.3: Värden för bild- och uv -stackning av sBzK-galaxerna, sånär som på de tre ljusstarka. I denna tabell visas den spektrala flödestätheten $F_{340\text{GHz}}$, standardavvikelsen σ , kvoten $F_{340\text{GHz}}/\sigma$ mellan dessa samt medelvärdet av rödförskjutningen z för de två stackningsmetoderna.

Källa	$F_{340\text{GHz}} [\mu\text{Jy}]$	$\sigma [\mu\text{Jy}]$	$F_{340\text{GHz}}/\sigma$	$\langle z \rangle$
uv -stackning	250	41	5,9	1,83
Bildstackning	240	42	5,7	1,83

6.5 Noggrannhet hos uv - alternativt bildstackning

Vid jämförelse mellan uv -stackning av de 58 slumpmässigt utvalda koordinaterna och de utvalda galaxerna erhöles samma storleksordning på bruset. Medelvärdet som erhöles på brusnivån för de uv -stackade slumpmässiga koordinaterna var $58 \mu\text{Jy}$, för de bildstackade koordinaterna var medelvärdet på brusnivån $59 \mu\text{Jy}$.

Detta innebär att båda stackningsmetoder har sänkt storleken på bruset till ungefär $\approx 0,06/0,4 = 0,15 = 15\%$ av det ursprungliga bruset, vilket överensstämmer med den teoretiska sänkningen, beskriven i avsnitt 4.5.1, till $1/\sqrt{58} \approx 0,13 = 13\%$.

6.6 Uppskattad stjärnbildningstakt för sBzK-galaxerna

I detta avsnitt presenteras de uträknade stjärnbildningstakterna för sBzK-galaxerna. I avsnitt 6.6.1 redovisas värden för de tre individuellt urskiljbara galaxerna medan avsnitt 6.6.2 visar värden för de stackade sBzK-galaxerna. Specifika stjärnbildningstakter, med tillhörande parametrar β , T och IMF, väljs ut för jämförelse med andra arbeten, se avsnitt 7.2.

6.6.1 De tre ljusstarka sBzK-galaxerna

För de tre ljusstarka sBzK-galaxerna presenteras de uträknade stjärnbildningstakterna i Tabell 6.4. Stjärnbildningstakten beror på antaganden om det spektrala indexet β och temperaturen T . I tabellerna varierar temperaturen inom intervallet $T \in [30; 45]$ och det spektrala indexet inom $\beta \in [1,6; 2,0]$. För varje galax presenteras två tabeller, baserade på Salpeters respektive Chabriers IMF.

I den översta sektionen i Tabell 6.4 redovisas stjärnbildningstakten för källa 1, som har koordinaterna $(150,378^\circ; 2,31144^\circ)$. För $T = 30$ K, $\beta = 1,6$ och Chabriers IMF är stjärnbildningstakten $240 \pm 29M_\odot/\text{år}$, vilket är det högsta värdet för de tre galaxerna. Den mellersta sektionen visar stjärnbildningstakten för källa 2, vars koordinater är $(150,337^\circ; 2,12402^\circ)$. För denna galax fås stjärnbildningstakten $180 \pm 25M_\odot/\text{år}$ för $T = 30$ K, $\beta = 1,6$ och Chabriers IMF. Stjärnbildningstakten för källa 3, med koordinaterna $(149,783^\circ; 2,37162^\circ)$, redovisas i den nedersta sektionen. För $\beta = 1,6$, $T = 30$ K och Chabriers IMF är stjärnbildningstakten $72 \pm 13M_\odot/\text{år}$.

Tabell 6.4: Stjärnbildningstakt [$M_{\odot}/\text{år}$] för de tre ljusstarka sBzK-galaxerna. I denna tabell visas hur stjärnbildningstakten varierar för olika värden på stofttemperaturen T och det spektrala indexet β . För varje galax redovisas även hur resultatet beror på valet av IMF.

Källa	IMF	Temperatur	$\beta = 1,6$	$\beta = 1,8$	$\beta = 2,0$
Källa 1	Salpeter	$T = 30 \text{ K}$	330 ± 40	420 ± 50	540 ± 64
		$T = 35 \text{ K}$	590 ± 70	770 ± 92	1000 ± 120
		$T = 40 \text{ K}$	990 ± 120	1300 ± 160	1800 ± 210
		$T = 45 \text{ K}$	1600 ± 190	2200 ± 260	3000 ± 350
	Chabrier	$T = 30 \text{ K}$	240 ± 29	310 ± 36	390 ± 46
		$T = 35 \text{ K}$	430 ± 51	560 ± 66	730 ± 87
		$T = 40 \text{ K}$	710 ± 85	960 ± 110	1300 ± 150
		$T = 45 \text{ K}$	1100 ± 130	1600 ± 180	2200 ± 260
Källa 2	Salpeter	$T = 30 \text{ K}$	260 ± 34	320 ± 43	410 ± 54
		$T = 35 \text{ K}$	450 ± 60	580 ± 78	760 ± 100
		$T = 40 \text{ K}$	740 ± 100	990 ± 130	1300 ± 180
		$T = 45 \text{ K}$	1200 ± 160	1600 ± 220	2200 ± 300
	Chabrier	$T = 30 \text{ K}$	180 ± 25	230 ± 31	290 ± 39
		$T = 35 \text{ K}$	320 ± 43	420 ± 56	550 ± 74
		$T = 40 \text{ K}$	540 ± 72	720 ± 96	960 ± 130
		$T = 45 \text{ K}$	850 ± 110	1200 ± 160	1600 ± 210
Källa 3	Salpeter	$T = 30 \text{ K}$	99 ± 19	120 ± 23	160 ± 29
		$T = 35 \text{ K}$	170 ± 32	220 ± 42	290 ± 54
		$T = 40 \text{ K}$	290 ± 54	380 ± 71	500 ± 94
		$T = 45 \text{ K}$	450 ± 85	610 ± 110	830 ± 160
	Chabrier	$T = 30 \text{ K}$	72 ± 13	89 ± 17	112 ± 21
		$T = 35 \text{ K}$	130 ± 23	160 ± 30	210 ± 39
		$T = 40 \text{ K}$	210 ± 39	270 ± 51	360 ± 68
		$T = 45 \text{ K}$	330 ± 61	440 ± 83	600 ± 110

6.6.2 Samtliga sBzK-galaxer

För de 58 stackade sBzK-galaxerna beräknades stjärnbildningstakten med värden på stofttemperaturen T och det spektrala indexet β . Resultaten presenteras i Tabell 6.5, där $T \in [30; 45]$ och $\beta \in [1,6; 2,0]$. För både uv - och bildstackning har stjärnbildningstakten beräknats med såväl Salpeters som Chabriers IMF.

Stjärnbildningstakten för uv -stackning redovisas i den övre sektionen i Tabell 6.5. För $T = 30 \text{ K}$, $\beta = 1,6$ och Chabriers IMF är stjärnbildningstakten $21 \pm 2,3 M_{\odot}/\text{år}$. Den undre sektionen visar stjärnbildningstakten för bildstackningen av samtliga 58 sBzK-galaxerna. Stjärnbildningstakten $18 \pm 2,4 M_{\odot}/\text{år}$ fås för $T = 30 \text{ K}$, $\beta = 1,6$ och Chabriers IMF.

Tabell 6.5: Stjärnbildningstakt [$M_{\odot}/\text{år}$] för uv - och bildstackning av samtliga sBzK-galaxer. I denna tabell visas hur stjärnbildningstakten varierar för olika värden på stofttemperaturen T och det spektrala indexet β . För varje galax redovisas även hur resultatet beror på valet av IMF.

Stackning	IMF	Temperatur	$\beta = 1,6$	$\beta = 1,8$	$\beta = 2,0$
uv	Salpeter	$T = 30$ K	$29 \pm 3,2$	$37 \pm 4,1$	$47 \pm 5,3$
		$T = 35$ K	$51 \pm 5,8$	$67 \pm 7,5$	88 ± 10
		$T = 40$ K	85 ± 10	110 ± 13	160 ± 17
		$T = 45$ K	140 ± 15	190 ± 21	260 ± 30
	Chabrier	$T = 30$ K	$21 \pm 2,3$	$26 \pm 3,0$	$34 \pm 3,8$
		$T = 35$ K	$37 \pm 4,1$	$48 \pm 5,4$	$64 \pm 7,2$
		$T = 40$ K	$62 \pm 6,9$	$83 \pm 9,3$	113 ± 13
		$T = 45$ K	98 ± 11	140 ± 15	190 ± 21
Bild	Salpeter	$T = 30$ K	$24 \pm 3,3$	$31 \pm 4,2$	$40 \pm 5,4$
		$T = 35$ K	$43 \pm 5,9$	$57 \pm 7,7$	75 ± 10
		$T = 40$ K	$73 \pm 9,9$	100 ± 13	130 ± 18
		$T = 45$ K	120 ± 16	160 ± 22	220 ± 30
	Chabrier	$T = 30$ K	$18 \pm 2,4$	$22 \pm 3,1$	$29 \pm 3,9$
		$T = 35$ K	$31 \pm 4,3$	$41 \pm 5,6$	$54 \pm 7,4$
		$T = 40$ K	$52 \pm 7,2$	$71 \pm 9,6$	100 ± 13
		$T = 45$ K	84 ± 11	120 ± 16	160 ± 22

6.6.3 sBzK-galaxer utan de tre ljusstarka

Stjärnbildningstakterna beräknades även för de stackningar som utfördes utan de tre ljusstarka galaxerna och presenteras i Tabell 6.6. Formatet på tabellen är samma som för Tabell 6.5.

I den övre sektionen i 6.6 redovisas stjärnbildningstakten för uv -stackning av alla sBzK-galaxer förutom de tre ljusstarka. För $T = 30$ K, $\beta = 1,6$ och Chabriers IMF är stjärnbildningstakten $14 \pm 2,4M_{\odot}/\text{år}$. Den undre sektionen i samma tabell visar stjärnbildningstakten för bildstackningen av samma 55 sBzK-galaxer. För $T = 30$ K, $\beta = 1,6$ och Chabriers IMF fås stjärnbildningstakten $14 \pm 2,4M_{\odot}/\text{år}$.

Tabell 6.6: Sjärbildningstakt [$M_{\odot}/\text{år}$] för uv - och bildstackning av alla sBzK-galaxer förutom de tre ljusstarka. I denna tabell visas hur stjärbildningstakten varierar för olika värden på stofttemperaturen T och det spektrala indexet β . För varje galax redovisas även hur resultatet beror på valet av IMF.

Stackning	IMF	Temperatur	$\beta = 1,6$	$\beta = 1,8$	$\beta = 2,0$
uv	Salpeter	$T = 30$ K	$20 \pm 3,3$	$25 \pm 4,2$	$32 \pm 5,4$
		$T = 35$ K	$37 \pm 5,9$	$45 \pm 7,7$	60 ± 10
		$T = 40$ K	$58 \pm 9,8$	78 ± 13	110 ± 18
		$T = 45$ K	92 ± 16	130 ± 22	180 ± 30
	Chabrier	$T = 30$ K	$14 \pm 2,4$	$18 \pm 3,0$	$23 \pm 3,9$
		$T = 35$ K	$25 \pm 4,2$	$33 \pm 5,6$	$43 \pm 7,3$
		$T = 40$ K	$42 \pm 7,1$	$56 \pm 9,5$	77 ± 13
		$T = 45$ K	67 ± 11	92 ± 16	130 ± 22
Bild	Salpeter	$T = 30$ K	$19 \pm 3,3$	$24 \pm 4,2$	$31 \pm 5,4$
		$T = 35$ K	$33 \pm 5,8$	$44 \pm 7,7$	58 ± 10
		$T = 40$ K	$56 \pm 9,8$	75 ± 13	100 ± 18
		$T = 45$ K	89 ± 16	120 ± 21	170 ± 30
	Chabrier	$T = 30$ K	$14 \pm 2,4$	$17 \pm 3,0$	$22 \pm 3,9$
		$T = 35$ K	$24 \pm 4,2$	$32 \pm 5,5$	$42 \pm 7,3$
		$T = 40$ K	$40 \pm 7,1$	$54 \pm 9,5$	74 ± 13
		$T = 45$ K	64 ± 11	89 ± 15	120 ± 22

6.7 Genomsnittlig massa för sBzK-galaxerna

Om ekvation (5.1) för uträkning av stjärnmassa används på alla våra sBzK-galaxer fås en massa på $4,6 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Om de tre individuellt urskiljbara galaxerna tas bort från urvalet blir istället den genomsnittliga stjärnmassan $4,9 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Detta då dessa galaxer individuellt beräknas ha massor på $4,8 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, $3,2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$, $3,8 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Dessa stjärnmassor ger en övre begränsning.

Två galaxer i vårt urval hade individuellt väldigt höga stjärnmassor på ungefär $1,2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Båda dessa galaxer hade $z \approx 1,47$.

7 Diskussion

Inledningsvis diskuterar vi sBzK-urvalen för att sedan jämföra våra erhållna stjärnbildningstakter med andra arbeten. Vi adresserar även de effekter som valet av parametrarna β och T har på våra resultat, samt påverkan av de tre individuellt urskiljbara galaxerna. Slutligen diskuteras metoderna uv - och bildstackning och eventuella felkällor lyfts fram.

7.1 sBzK-urvalet

Då endast en av galaxerna i vårt urval har $z = 0,865 < 1$ utgår vi fortfarande från att antagandet om negativ K -korrektion är rimligt. Denna galax ligger fortfarande inom det område där den spektrala flödestätheten är någorlunda plan enligt figur 3.7. Efter att rödförskjutningarna för våra utvalda sBzK-galaxer undersökts får vi även bekräftat att BzK-urvalen mycket riktigt är effektiva på att plocka ut galaxer kring $z \approx 2$ i enlighet med Daddi et al. (2004). Om vi hade velat utöka urvalet något hade gränsen för vilken som var den störst accepterade K -magnituden kunnat höjas. Detta skulle möjligtvis kunna sänka värdet på vår SFR något då hög K -magnitud motsvarar mindre stoftstrålning från stjärnbildning.

7.2 Stjärnbildningstakt

Vid antagande om $\beta = 1,6$, $T = 30\text{K}$ och Chabriers IMF erhåller vi för alla våra stackade galaxer en SFR på $21M_{\odot}/\text{år}$. Detta är till synes lågt jämfört med Decarli et al. (2014) som utifrån samma parameterintervall har beräknat stjärnbildningstakten till $74M_{\odot}/\text{år}$. Dock kan det i Tabell 6.5 ses att värdet på SFR varierar kraftigt beroende på vilket β och T som används. Sett till storleksordning ligger våra resultat i samma område som de som redovisas i Rodighiero et al. (2014) där SFR anges vara kring ett tjugotal till några hundratal $M_{\odot}/\text{år}$ för sBzK-galaxer. Dessa SFR är baserade på en Salpeter IMF och framtagna genom en kombination av mätningar på UV- och FIR-våglängder av individuella källor.

Storleksskillnaden på våra resultat indikerar att det är av vikt att modellera stoft på bästa sätt. En av svårigheterna, som lyfts fram av Blain et al. (2002), är att de modeller som existerar är baserade på ett lågt antal mätpunkter och att det uppstår en otydlighet i resultaten då värden på β och T ofta korrelerar.

I Tabell 6.5 ses även att stjärnbildningstakten varierar beroende på vilken initial massdistribution som används. Detta beror på att Salpeters IMF förutsäger fler lätta stjärnor än exempelvis Chabrier och på så sätt får ett ungefär 1,4 gånger högre värde, se avsnitt 3.7. Det är därför viktigt att uppmärksamma om samma IMF används för att kunna jämföra resultaten mellan olika undersökningar.

För två av de ej individuellt urskiljbara utvalda sBzK-galaxer finns uträknade stjärnbildningstakter från Skelton et al. (2014) på $9,7M_{\odot}/\text{år}$ och $2,6M_{\odot}/\text{år}$ baserade på direkta observationer av galaxernas spektrala energidistribution med Chabriers IMF.

Dessa är marginellt lägre än den genomsnittliga stjärnbildningstakt vi har fått för våra sBzK-galaxer. Dock är våra tre individuellt detekterbara sBzK-galaxer med i det urval vi baserar våra SFR-beräkningar på, vilket bidrar till ett högre genomsnitt. Betraktar vi istället resultaten i Tabell 6.6 där SFR för våra sBzK-galaxer utan de tre starka galaxerna är beräknade ses att resultatet närmar sig ytterligare. Den skillnad det gör att ta bort de tre starka galaxerna är dessutom mindre än den skillnad som fås om andra temperaturer antas.

Vid jämförelse med den SFR som uppmäts i Vintergatan idag kan förståelse fås för varför det uppskattas att hälften av alla stjärnor i universum skapades kring $z \approx 1 - 2$ (Bouwens et al., 2011; Decarli et al., 2014). Idag är stjärnbildningstakten i Vintergatan ungefär $0,68 - 2,7M_{\odot}/\text{år}$ (Robitaille & Whitney, 2010; Chomiuk & Povich, 2011; Misiriotis et al., 2006; Lee, Murray & Rahman, 2012) vilket är betydligt lägre än våra beräknade resultat för sBzK-galaxerna. Om dessa galaxer antas vara förstadiet till spiralgalaxer som Vintergatan kan det antas att stjärnbildningstakten minskar med tiden, förutsatt att inga kollisioner med andra galaxer sker. Detta då mängden stoft och gas tillgänglig för stjärnformation minskar i takt med att nya stjärnor föds.

7.3 Stjärnbildningstakt för tre individuellt detekterbara galaxer

Hos de tre individuellt urskiljbara sBzK-galaxerna fann vi betydligt högre stjärnbildningstakt (Tabell 6.4) än genomsnittet, något som kunde väntas av deras enskilt höga spektrala flödestäthet. Initialt råkade därför två av dessa galaxer tas bort från stackningsdatan, då det antogs vara störande källor. Detta gav betydligt lägre genomsnittlig SFR för de stackade galaxerna, vilket redovisas i Tabell 6.6. Då de är av samma typ som de andra galaxerna är det dock av vikt att de räknas med i det genomsnittliga resultatet.

Alla tre hade rödförskjutningar nära $z = 2$, något som skulle kunna indikera att de är väldigt nära sin högsta SFR i jämförelse med några av de svaga sBzK-galaxer med rödförskjutningar i utkanten av intervallet. Dessa galaxer kanske snarare är på väg att nå, eller redan har nått sin högsta SFR. Den jämförelsevis höga stjärnbildningstakten skulle dock lika gärna kunna bero på att dessa tre galaxer har mer stoft och gas att tillgå än de övriga.

Om denna stjärnbildningstakt fortgår under en längre galaktisk tidskala borde dessa galaxer bli betydligt större än Vintergatan. Detta är en typ av galaxer som inte observerats i vår lokala galaxgrupp och som därför inte har kunnat studeras på nära håll. Vad det gäller mer avlägsna galaxer är det dock denna typ som har studerats mest eftersom de är lättare att detektera på grund av sin storlek och ljusstyrka.

7.4 Stjärnmassor för våra galaxer

Vid jämförelse av vår uträknade genomsnittliga stjärnmassa på $4,6 \cdot 10^{10}M_{\odot}$ med resultat från Skelton et al. (2014) fås att vår massa är ligger i samma storleksordning.

Skelton et al. (2014) redovisar för två av de galaxer vi har med i vårt urval stjärnmassor på $2,8 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ och $8,9 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. Vid användande av UV-ljus för uppskattning BzK-galaxers massor erhöll Rodighiero et al. (2014) stjärnmassor mellan $10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$. Vårt resultat ligger i mitten av detta intervall.

Vårt att notera är att den genomsnittliga stjärnmassan höjdes om vi exkluderade de tre starka galaxerna från urvalet. Då erhöles istället $4,9 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. De starkt stjärnbildande tre individuella källorna har alltså en lägre stjärnmassa än många av de andra sBzK-galaxerna, se avsnitt 6.7, vilket också bidrar till de tidigare lyfta tankarna om att dessa tre galaxer möjligtvis är nära sin högsta stjärnbildningstakt. Gas- och stoftmassa är antagligen förhållandevis hög i jämförelse med de övriga sBzK-galaxerna, medan stjärnmassan ännu inte nått samma nivå.

Två galaxer i vårt urval har ovanligt höga stjärnmassor om man använder metoden enligt Daddi et al. (2004), dessa ligger kring $1,2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. Båda dessa galaxer har rödförskjutning kring $z \approx 1,47$ vilket indikerar att de är bland de mest utvecklade av våra sBzK-galaxer, då de existerat under längre tid.

Att beräkna massa enbart genom att betrakta magnituder i K -band ger förhållandevis bra resultat. En grov övre gräns av stjärnmassa skulle annars kunna beräknas genom att anta en konstant SFR i tiden och multiplicera denna med galaxens uppskattade ålder utifrån rödförskjutningen. Skulle detta göras med våra galaxer erhålls istället en genomsnittlig stjärnmassa omkring $10^{11} M_{\odot}$, vilket ligger närmare den nuvarande stjärnmassan i Vintergatan. Enligt Rodighiero et al. (2014) kan dock även sBzK-galaxers massa sträcka sig hit, men det handlar oftast om enstaka galaxer och inte ett genomsnitt.

Det uppskattningar behöver ta hänsyn till är att stjärnbildningstakten i de sBzK-galaxer vi betraktar egentligen är nära sin högsta nivå, då stjärnbildningsdensiteten i universum tros ha sin topp kring $z \approx 2$ (Bouwens et al., 2011). Tidigare och senare stjärnbildningstakter kan därför antas vara lägre, förutsatt att galaxerna inte genomgår kollisioner med andra galaxer.

7.5 uv - och bildstackning

Enligt Lindroos et al. (2015) borde uv -stackningen generellt sett ge ungefär 10% högre spektral flödestäthet än bildstackningen. I enlighet med vad som förväntats får även vi högre spektral flödestäthet med uv -stackning än med bildstackning. Våra resultat är 17,5% högre när alla sBzK-galaxerna stackades och 3,80% när alla utom tre sBzK-galaxer stackades. Denna skillnad beror troligtvis på att vi har haft problem med stackningsviktningen vid vår bildstackning, vilket kan ha lett till att vissa observationsriktningar har fått för låg eller hög vikt i jämförelse med andra och på så vis förvrängt resultatet. Denna faktor är dock betydligt mycket mindre än osäkerheter som faktorer som stofttemperaturen, T , ger upphov till.

När de tre ljusstarka sBzK-galaxerna tas bort från de stackade källorna fås att detta har olika mycket betydelse för de uv - och bildstackade resultaten. Förändringen i spektral flödestäthet blev större för den uv -stackade datan än för den bildstackade.

Detta skulle kunna bero på att stackningsviktningen är olika för motsvarande bilder i de olika metoderna. Överlag har vi observerat att hur viktningen går till kan leda till märkbara skillnader på den spektrala flödestätheten. Används dessa stackningsmetoder är detta alltså något att vara uppmärksam på.

Ytterligare fel skulle kunna uppkomma vid borttagandet av starka källor. I detta projekt skapade vi manuellt modeller av de starka källorna som sedan subtraherades från datan. Med denna metodik bör det tas i beaktning hur välkonstruerade modellerna är då de påverkar hur mycket det är som tas bort från uv -datan och bilderna som ska stackas. Det skulle både kunna tas bort för lite eller för mycket av de oönskade källorna, vilket i sin tur stör eller exkluderar önskade signaler.

8 Sammanfattning och slutsatser

Vi har genom att använda sBzK-villkor valt ut 58 galaxer från det 2 kvadratgrader stora COSMOS-fältet, vilka har observerats av ALMA:s 340 GHz mätningar. Då majoriteten av dessa galaxer ej hade varit individuellt detekterbara har de uv - och bildstackats. Den spektrala flödestätheten från de stackade källorna har sedan använts för att sluta sig till en genomsnittlig stjärnbildningstakt och stjärnmassa för sBzK-galaxerna, samt för att jämföra uv - och bildstackningen mot varandra. Stjärnbildningstakter för tre individuellt detekterbara galaxer har även beräknats.

1. Stjärnbildningstakten för alla våra utvalda sBzK-galaxer ligger för uv - respektive bildstackning mellan $21 - 190M_{\odot}/\text{år}$ och $18 - 160M_{\odot}/\text{år}$. Osäkerheten uppgår till $\pm 22M_{\odot}/\text{år}$. Dessa värden fås med IMF enligt Chabrier.
2. Tre sBzK-galaxer är individuellt observerbara och har SFR på $240 \pm 29M_{\odot}/\text{år}$, $180 \pm 25M_{\odot}/\text{år}$, $72 \pm 13M_{\odot}/\text{år}$, då $\beta = 1.6$, $T = 30$ och IMF enligt Chabrier antas.
3. Stjärnbildningstakten för utvalda sBzK-galaxer, utan de tre ljusstarka sBzK-galaxerna, ligger då för uv - respektive bildstackning mellan $14 - 130M_{\odot}/\text{år}$ och $14 - 120M_{\odot}/\text{år}$. Osäkerheten uppgår till $\pm 22M_{\odot}/\text{år}$. Även dessa värden fås med IMF enligt Chabrier.
4. Genom att använda K -bandsmätningar enligt Daddi et al. (2004) för att uppskatta den genomsnittliga stjärnmassan hos sBzK-galaxerna fås $M_{galax} \approx 4,6 \cdot 10^{10}M_{\odot}$ när alla sBzK-galaxer används. När alla utom de tre ljusstarka sBzK-galaxerna används fås istället att $M_{galax} \approx 4,9 \cdot 10^{10}M_{\odot}$. Dessa ger en övre gräns på stjärnmassan som överensstämmer med stjärnmassor framtagna av Skelton et al. (2014); Rodighiero et al. (2014).
5. Med alla sBzK-galaxer blir den spektrala flödestätheten på de uv -stackade källorna 18% högre än de bildstackade, respektive brus är likvärdiga. Denna skillnad mellan resultaten av uv - och bildstackning beror antagligen på hur vikter behandlas i de respektive stackningsmetoderna.
6. Med alla sBzK-galaxer, utan de tre ljusstarka, blir den spektrala flödestätheten på de uv -stackade källorna 4% högre än de bildstackade, respektive brus är likvärdiga. Denna skillnad mellan resultaten av uv - och bildstackning beror antagligen också på hur vikter behandlas i de respektive stackningsmetoderna.

Det vore intressant att fortsätta studien med mätningar som bättre täcker långvågiga infraröda våglängder. Detta eftersom vi skulle kunna få säkrare resultat på stjärnbildningstakten, då sådana mätningar ge en bättre uppskattning av β och T .

Som en fortsättning på detta arbete skulle samma stackningsmetoder kunna utföras på galaxer som har valts ut efter andra kriterier. Vi föreslår exempelvis ett urval helt baserat på galaxernas fotometriska rödförskjutning, eller ett mer komplext färgvillkor som tar hänsyn till galaxernas strålning i fler band än B , z och K .

Referenser

- ALMA, 2012, *Update on ALMA Cycle 0 observations*, <https://almascience.eso.org/news/update-on-alma-cycle-0-observations>, 2015-02-27
- ALMA, 2015a, *Basics of the ALMA-telescope*, <https://almascience.eso.org/about-alma/overview/alma-basics>, 2015-04-27
- ALMA, 2015b, *Site info of the ALMA-telescope*, <https://almascience.eso.org/about-alma/overview/alma-site>, 2015-04-27
- ALMA Science, 2015, *ALMA Cycle 3 Technical Handbook*. <http://www.almascience.org/>, 2015-05-12
- Beelen A., Cox P., Benford D. J., Dowell C. D., Kovács A., Bertoldi F., Omont A., Carilli C. L., 2006, 350 μm Dust Emission from High Redshift Quasars, *The Astrophysical Journal*, 642, 694
- Blain A. W., Longair M. S., 1993, Submillimetre Cosmology, *Monthly Notice Royal Astronomical Society*, 264, 511
- Blain A. W., Smail I., Ivison R. J., Kneib J. P., Frayer D. T., 2002, Submillimeter galaxies, *Physics Reports*, 369, 111
- Bouwens R. J. et al., 2011, Ultraviolet Luminosity Functions from 132 $z \sim 7$ and $z \sim 8$ Lyman-break Galaxies in the Ultra-deep HUDF09 and Wide-area Early Release Science WFC3/IR Observations, *The Astrophysical Journal*, 737, 90
- Carilli C. L., Walter F., 2013, Cool Gas in High-Redshift Galaxies, *The Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 51, 117
- Chabrier G., 2003, Galactic stellar and substellar initial mass function, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115, 763
- Chary R., Elbaz D., 2001, Interpreting the Cosmic Infrared Background: Constraints on the Evolution of the Dust-enshrouded Star Formation Rate, *The Astrophysical Journal*, 556, 562
- Chomiuk L., Povich M. S., 2011, Toward a Unification of Star Formation Rate Determinations in the Milky Way and Other Galaxies, *The Astronomical Journal*, 142, 197
- Choudhuri A. L., 2010, *Astrophysics for physicists*. Cambridge University Press, New York
- Crosby B. D., O'Shea B. W., Smith B. D., Turk M. J., Hahn O., 2013, Population III Star Formation In Large Cosmological Simulations I. Halo Temporal and Physical Environment, *The Astrophysical Journal*, 773, 108

- Daddi E., Cimatti A., Renzini A., Fontana A., Mignoli M., Pozzetti L., Tozzi P., Zamorani G., 2004, A new photometric technique for the joint selection of star-forming and passive galaxies at $1.4 \leq z \leq 2.5$, *The Astrophysical Journal*, 617, 746
- Decarli A. W. et al., 2014, An ALMA Survey of Sub-millimeter Galaxies in the Extended Chandra Deep Field South: Sub-millimeter Properties of Color-selected Galaxies, *The Astrophysical Journal*, 780, 115
- Draine B. T., 2011, *Physics of the interstellar and intergalactic medium*. Princeton University Press, Princeton, NJ
- Dunne L., Eales S. A., 2001, The SCUBA Local Universe Galaxy Survey – II. 450- μm data: evidence for cold dust in bright IRAS galaxies, *Monthly Notice Royal Astronomical Society*, 327, 697
- Högbom J. A., 1974, Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines, *Astronomy & Astrophysics Supplement*, 15, 417
- Jenkins F., White H., 2001, *Fundamentals of Optics*, 4th edn. McGraw-Hill Education, New York
- Kroupa P., 2001, On the variation of the initial mass function, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 322, 231
- Lee E. J., Murray N., Rahman M., 2012, Milky Way Star-forming Complexes and the Turbulent Motion of the Galaxy’s Molecular Gas, *The Astrophysical Journal*, 752, 146
- Lindroos L., 2014, *Stacking of interferometric data at sub-millimeter and radio wavelengths*, Licentiate thesis, Department of Earth and Space Sciences, Chalmers university of technology
- Lindroos L., Knudsen K. K., Vlemmings W., Conway J., Martí-Vidal I., 2015, Stacking of large interferometric data sets in the image and uv-domain - a comparative study, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
- Longair M. S., 2010, *Galaxy Formation*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg
- Martí-Vidal I., Muller S., 2015, *An Introduction to Interferometry*. Föreläsning
- McCracken H. J. et al., 2010, The COSMOS-WIRCam Near-Infrared Imaging Survey. I. BzK-selected Passive and Star-forming Galaxy Candidates at $z \geq 1.4$, *The Astrophysical Journal*, 708, 202
- Misiriotis A., Xilouris E. M., Papamastorakis J., Boumis P., Goudis C. D., 2006, The distribution of the ISM in the Milky Way: A three-dimensional large-scale model, *Astronomy & Astrophysics*, 459, 113

- NRAO, 2010, *0.1.113 statwt*, <http://casa.nrao.edu/docs/TaskRef/statwt-task.html>, 2015-02-27
- NRAO, 2015, *CASA*, <http://casa.nrao.edu/>, 2015-05-19
- Planck Collaboration, 2014, Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters, *Astronomy & Astrophysics*, 571, A16
- Robitaille T. P., Whitney B. A., 2010, The present-day star formation rate of the Milky-Way determined from *Spitzer* detected young stellar objects, *The Astrophysical Journal Letters*, 710, 11
- Rodighiero G. et al., 2014, A Multiwavelength Consensus on the Main Sequence of Star-Forming Galaxies at $z \sim 2$, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 433, 19
- Salpeter E. E., 1955, The luminosity function and stellar evolution, *The Astrophysical Journal*, 121, 161
- Scoville N. et al., 2007, The Cosmic Evolution Survey (COSMOS): Overview, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 172, 1
- Skelton R. E., et al., 2014, 3d-hst wfc3-selected photometric catalogs in the five candels/3d-hst fields: Photometry, photometric redshifts, and stellar masses, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 214(2), 24
- van Leeuwen F., 2007, Validation of the new hipparcos reduction, *Astronomy & Astrophysics*, 474, 653
- Wilson T. L., Rohlfs K., Hüttemeister S., 2013, *Tools of Radio Astronomy*, 6th edn. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg

A Skript

I kommande avsnitt presenteras skript skrivna för CASA i Pythonspråket, dessa inkluderar ett skript som gör BzK-urvalet i A.1, ett skript som genererar slumpade koordinater i A.2 och *uv*- samt bildstackningsskript i avsnitten A.3 respektive A.4. Ett undantag är det sista skriptet, i avsnitt A.5, detta är skrivet i MATLAB och räknar ut stjärnbildningstakter.

A.1 Koordinatskript

```
# Run script in home folder

import photcat
import numpy as np
import pylab as pl

data = photcat.read_data()
cosmos=data
K_THRESHOLD = 2.29e-06
Z_THRESHOLD = 2.8771996866857833e-07*4
B_THRESHOLD = 4.158818855513337e-08*4

ptgs = np.load('galaxy_selection/cosmos_alma_ptgs.npz')

ptgs_fov=np.array([(128-np.sqrt(2)*16)*0.1/3600]*len(ptgs['fov']))

np.savez('ptgs_fov_changed.npz', x=ptgs['x'], y=ptgs['y'], fov=ptgs_fov
)
ptgs_fov_changed = np.load('ptgs_fov_changed.npz')

cosmos_in_alma = photcat.restrict_to_pointings(cosmos,ptgs_fov_changed)

#Corrections from McCracken et. al 2010
B_CORR = -0.1093
z_CORR = -0.1093
K_CORR = -0.1568

z_mag = np.array(cosmos_in_alma['z_mag'], copy=True)
B = np.array(cosmos_in_alma['B'], copy=True)
K = np.array(cosmos_in_alma['Kc'], copy=True)

B += B_CORR
z_mag += z_CORR
```

```

K += K_CORR

z_mag = np.where(z_mag < 19, z_mag -0.023, z_mag)
z_mag = np.where(z_mag > 20, z_mag + 0.1, z_mag)
z_mag = np.where(np.logical_and(z_mag > 19, z_mag < 20),
                 z_mag + (z_mag-19)*0.077+0.023, z_mag)

F_B = 10**(-(cosmos_in_alma['B']-8.9)* (1/2.5))
F_z = 10**(-(cosmos_in_alma['z_mag']-8.9)* (1/2.5))
F_K = 10**(-(K-8.9)* (1/2.5))

selection = K < 22.25

selection = np.logical_and(selection, 1/(cosmos_in_alma['dz']/1.086) >
5)
selection = np.logical_and(selection, 1/(cosmos_in_alma['dB']/1.086) >
5)
selection = np.logical_and(selection, 1/(cosmos_in_alma['dKc']/1.086) >
5)
selection = np.logical_and(selection, K < 50)
selection = np.logical_and(selection, z_mag < 50)
selection = np.logical_and(selection, B < 50)
selection = np.logical_and(selection, K > 1)
selection = np.logical_and(selection, z_mag > 1)
selection = np.logical_and(selection, B > 1)
selection = np.logical_and(selection, cosmos_in_alma['auto_flag'] !=
-1)
selection = np.logical_and(selection, cosmos_in_alma['z_mask'] == 0)
selection = np.logical_and(selection, cosmos_in_alma['B_mask'] == 0)

Bz = B-z_mag
zK = z_mag-K
Bz = np.where(Bz < 2.5, Bz+0.0833*Bz+0.053, Bz+0.27)

selection = np.logical_and(selection,cosmos_in_alma['ID']!=948702)
BzK_selection = np.logical_and(zK-Bz > -0.2, selection)

x_for_selection = cosmos_in_alma['ra'][BzK_selection]
y_for_selection = cosmos_in_alma['dec'][BzK_selection]
ID_for_selection = cosmos_in_alma['ID'][BzK_selection]
K_band_for_selection = cosmos_in_alma['Kc'][BzK_selection]

```

```

#print(np.mean(red_for_selection))

#pl.figure(1)
#pl.clf()
#pl.plot(x_for_selection, y_for_selection, '.', ms=2, mec='k')

#pl.figure(2)
#pl.clf()
notBzK_selection = np.logical_and(selection, np.logical_not(
    BzK_selection))

# pl.loglog((F_z/F_B)[notBzK_selection], (F_K/F_z)[notBzK_selection],
    '.', ms=0.05, mec='k')
# pl.loglog((F_z/F_B)[BzK_selection], (F_K/F_z)[BzK_selection], '.', ms
    =0.05, mec='b')
# pl.loglog(1.2*F_z/F_B, '.', ms=0.6, mec='b')

pl.figure(1)
pl.clf()

font={'size':28}

pl.plot((Bz)[notBzK_selection], (zK)[notBzK_selection], '.', ms=0.1,
    mec='k')
pl.plot((Bz)[BzK_selection], (zK)[BzK_selection], '.', ms=0.1, mec='b')
    # ms= 6 if in alma, 0.1 else
pl.plot(np.linspace(-1, 6, 2), np.linspace(-1,6,2)-0.2, 'r')
pl.xlabel(r'$(B-z)_{AB}$', font)
pl.ylabel(r'$(z-K)_{AB}$', font)
pl.axis([-1, 6, -1, 5])

if len(x_for_selection)>200:
    pl.savefig('BzK_whole_cosmos.png', bbox_inches='tight')
else:
    pl.savefig('BzK_cosmos_in_alma.png', bbox_inches='tight')

#len(cosmos['ra'])
#len(cosmos_in_alma['ra'])

os.system('rm coordinates_fov_changed.list')

```

```

coordfile = open('coordinates_fov_changed.list','w')

for i in range(len(x_for_selection)):
    coordfile.write('{},{}\n'.format(x_for_selection[i],y_for_selection
[i]))

coordfile.close()

os.system('rm ID_fov_changed.list')

coordfile = open('ID_fov_changed.list','w')

for i in range(len(ID_for_selection)):
    coordfile.write('{}\n'.format(ID_for_selection[i]))

coordfile.close()

os.system('rm K_band_fov_changed.list')

coordfile = open('K_band_fov_changed.list','w')

for i in range(len(ID_for_selection)):
    coordfile.write('{}\n'.format(K_band_for_selection[i]))

coordfile.close()

mass=[[[]]*len(K_band_for_selection)

for i in range(len(K_band_for_selection)):
    mass[i]=10**11*10**(-0.4*(K_band_for_selection[i]-(20.14-1.85))
)

os.system('rm mass_fov_changed.list')

coordfile = open('mass_fov_changed.list','w')

for i in range(len(mass)):
    coordfile.write('{},{},{}\n'.format(x_for_selection[i],
y_for_selection[i],mass[i]))

coordfile.close()

os.system('rm only_mass.list')

```



```
coordfile = open('only_mass.list','w')

for i in range(len(mass)):
    coordfile.write('{}\n'.format(mass[i]))

coordfile.close()
# Run stack.py (remove old images in data!)
```

A.2 Skript för slumpvisa koordinater

```
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as pl

#ptgs=np.load('../galaxy_selection/cosmos_alma_ptgs.npz')

fov=(128-np.sqrt(2)*16)*0.1/3600

#pl.clf()
for j in range(0,50):

    coordfile= open('random_coords_50/random_coords_{}.list'.
format(j),'w')

    for i in range(0, 58): #we have 58 BzK:s
        rnd=np.random.randint(99) #99 is the number of
pointings in alma
        rnd_r=np.sqrt(np.random.rand())*fov #sqrt to get a
uniform dist. distr.
        rnd_theta=np.random.rand()*2*np.pi
        rnd_x=ptgs['x'][rnd]+rnd_r*np.cos(rnd_theta)
        rnd_y=ptgs['y'][rnd]+rnd_r*np.sin(rnd_theta)
        #pl.plot(rnd_x,rnd_y, '.', color='black')
        coordfile.write('{}\n'.format(rnd_x,rnd_y))

    coordfile.close()
```

A.3 Skript för *uv*-stackning

```
import stacker
import stacker.uv

coords = stacker.readCoords('coordinates_fov_changed.list')
for coord in coords:
    coord.weight = 1.0

stacker.uv.stack(coords,
                  '/data1/proj01/all_data_removed_rescaled_weights.ms',
                  # strong sources removed, statwt:ed, weights rescaled
                  '/data1/proj01/stacked_data_removed.ms')

for suffix in ['image', 'model', 'residual', 'psf', 'flux']:
    rmtables('/data1/proj01/stacked_uv.'+ suffix)

clean('/data1/proj01/stacked_data_removed.ms', imagename = '/data1/
proj01/stacked_uv',
      field='0', cell='0.1arcsec', imsize = 256, pbcor=False, niter=0)
```

A.4 Skript för bildstackning

```
import stacker
import stacker.image
import stacker.pb
import numpy as np

coords = stacker.readCoords('coordinates_fov_changed.list')

# imagelist_file = open('data/2011.0.00097.S/images_statwt.txt') #
#   changed to the statwt:ed images
imagelist_file = open('data/2011.0.00097.S/images_statwt_res.txt') #
#   changed to the statwt:ed residuals
imagenames = ['/data1/proj01/2011.0.00097.S/' +image[:-1] for image in
  imagelist_file]
stackname = '/data1/proj01/stacked_image_goodweights.image'

if os.access(stackname, os.F_OK):
  rmtables(stackname)

pbmod = stacker.pb.MSPrimaryBeamModel('ALMA-341.63GHz.pb/')

# Change to pixel coordinates, since we will be calculating different
# weights for different pointings. In pixel coordinates
coords = stacker.getPixelCoords(coords, imagenames)

# We want to base the weight on the primary beam correction first.
stacker.image.calculate_pb_weights(coords, pbmod, imagenames)

# ms.open('/data1/proj01/all_data_removed_rescaled_weights.ms')
ms.open('/data1/proj01/all_data_test.ms')
data = ms.getdata(['weight', 'field_id'])
flags = np.any(ms.getdata(['flag'])['flag'][0,8:-8,:], axis=0)
phase_dir = ms.range('phase_dir')['phase_dir']['direction']
ms.done()

# And use the overall noise in each pointing to scale the weights
for coord in coords:
  ia.open(imagenames[coord.image])

  iweight = np.std(ia.getregion())**-2
  field_centre_pos = ia.coordsys().referencevalue()['numeric']
```

```

    field = np.argmin((phase_dir[0]-field_centre_pos[0])**2 + (
phase_dir[1]-field_centre_pos[1])**2)
#    tweight = np.median(data['weight'][0][data['field_id'] == field])
#np.sum(data['field_id'] == field)
#    tweight = np.sum((flags*data['weight'][0])[data['field_id'] ==
field])
    tweight = np.sum((data['weight'][0]*(flags==0))[data['field_id'] ==
field])

    coord.weight *= iweight
    print('weights: {}, {}, {}, {}, {}'.format(coord.image, field,
iweight, tweight, iweight/tweight))
    ia.done()

# Setting weighting=None ensure that the weight we calculated before
will be used.
stacker.image.stack(coords, outfile=stackname,
                    stampsize=32, imagenames=imagenames,
                    weighting=None)

```

A.5 Skript för att uppskatta stjärnbildningstakt

```

clc
clf

h=6.626*10(-34);           % Js
c=2.998*10(8);             % m/s
k=1.381*10(-23);         % J/K

beta=1.6;                 % -
T=35;                     % K

z_mean=1.84;              % -
z_no_strong=1.83;         % -
z_strong_1=1.88;         % -
z_strong_2=1.97;         % -
z_strong_3=2.11;         % -

D_L_mean=4.448*10(26);      % m for z=1.84
D_L_no_strong=4.419*10(26); % m for z=1.83
D_L_strong_1=4.567*10(26); % m for z=1.88
D_L_strong_2=4.835*10(26); % m for z=1.97
D_L_strong_3=5.257*10(26); % m for z=2.11

F_obs_image=0.308*10(-3)*10(-26)/(z_mean+1); % W/(m
    ^2*Hz)
F_obs_uv=0.3623*10(-3)*10(-26)/(z_mean+1); % W/(m
    ^2*Hz)
F_obs_image_no_strong=0.237*10(-3)*10(-26)/(z_no_strong+1); % W/(m
    ^2*Hz)
F_obs_uv_no_strong=0.246*10(-3)*10(-26)/(z_no_strong+1); % W/(m
    ^2*Hz)
F_obs_strong_1=4.195*10(-3)*10(-26)/(z_strong_1+1); % W/(m
    ^2*Hz) source 1
F_obs_strong_2=3.18*10(-3)*10(-26)/(z_strong_2+1); % W/(m
    ^2*Hz) source 2
F_obs_strong_3=1.236*10(-3)*10(-26)/(z_strong_3+1); % W/(m
    ^2*Hz) source 3

sigma_uv=0.04066*10(-3)*10(-26)/(z_mean+1); % W/(m
    ^2*Hz)
sigma_image=0.042*10(-3)*10(-26)/(z_mean+1); % W/(m
    ^2*Hz)

```

```

sigma_uv_no_strong=0.0416*10^(-3)*10^(-26)/(z_no_strong+1);    % W/(m
^2*Hz)
sigma_image_no_strong=0.0414*10^(-3)*10^(-26)/(z_no_strong+1); % W/(m
^2*Hz)
sigma_strong_1=0.498*10^(-3)*10^(-26)/(z_strong_1+1);        % W/(m
^2*Hz)
sigma_strong_2=0.426*10^(-3)*10^(-26)/(z_strong_2+1);        % W/(m
^2*Hz)
sigma_strong_3=0.231*10^(-3)*10^(-26)/(z_strong_3+1);        % W/(m
^2*Hz)

F_obs=F_obs_uv;                % Choose F_obs AND
    dMF!

dMF_chabrier=1.3;
dMF_salpeter=1.8;

dMF=dMF_chabrier;

if F_obs==F_obs_uv;
    sigma=sigma_uv;
    D_L=D_L_mean;
    z=z_mean;

elseif F_obs==F_obs_image
    sigma=sigma_image;
    D_L=D_L_mean;
    z=z_mean;

elseif F_obs==F_obs_uv_no_strong;
    sigma=sigma_uv_no_strong;
    D_L=D_L_no_strong;
    z=z_no_strong;

elseif F_obs==F_obs_image_no_strong
    sigma=sigma_image_no_strong;
    D_L=D_L_no_strong;
    z=z_no_strong;

elseif F_obs==F_obs_strong_1
    sigma=sigma_strong_1;
    D_L=D_L_strong_1;
    z=z_strong_1;

```

```

elseif F_obs==F_obs_strong_2
    sigma=sigma_strong_2;
    D_L=D_L_strong_2;
    z=z_strong_2;

else
    sigma=sigma_strong_3;
    D_L=D_L_strong_3;
    z=z_strong_3;
end

nu_obs=341.63*10^9;           % Hz

lower=c/(10^(-3));           % Hz
upper=c/(8*10^(-6));        % Hz

L_sun=3.846*10^26;          % W

SFR=[];
SFR_min=[];
SFR_max=[];
SFR_pm=[];

mass=[];

for i=0:3

    T=30+5*i;

    for j=0:2

        beta=1.6+j*0.2;

        integrand=@(nu)2*h.*nu.^3./c.^2.*1./(exp(h.*nu./(k.*T))-1).*nu
        .^beta;

        B_int=integral(integrand,lower,upper);

        B_obs=2*h*((z+1)*nu_obs)^3/c^2*1/(exp(h*nu_obs*(z+1)/(k*T))-1);

        L_IR=4*pi*D_L^2*B_int*F_obs/(((z+1)*nu_obs)^beta*B_obs);
        L_sigma=4*pi*D_L^2*B_int*sigma/(((z+1)*nu_obs)^beta*B_obs);

```



```
if dMF==dMF_salpeter
    IMF_factor=1.8*10(-10);
else
    IMF_factor=1.3*10(-10);
end

SFR_pm(i+1,2*j+1)=IMF_factor*L_IR/L_sun;
SFR_pm(i+1,2*j+2)=IMF_factor*L_sigma/L_sun;

end

end
```