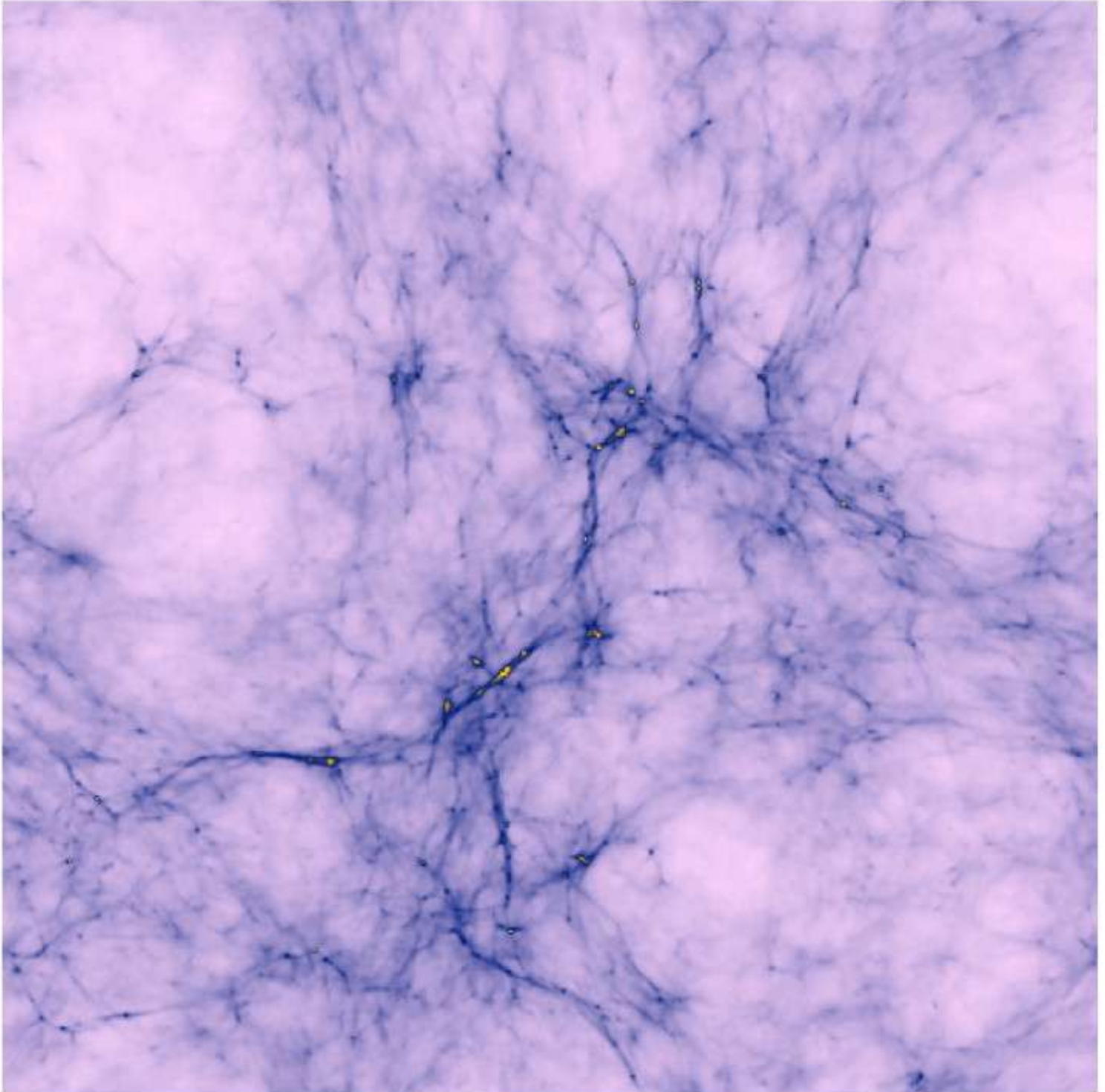


De eerste sterren



Onne Slooten en Sjoerd Hardeman
Begeleid door Alex de Koter
Anton Pannekoek Instituut, UVA

De eerste sterren

Onne Slooten en Sjoerd Hardeman
Anton Pannekoek Instituut
Faculteit Natuurwetenschappen, Wiskunde en
Informatica
Universiteit van Amsterdam



Begeleid door Dr. A de koter

Samenvatting

Wij hebben een literatuuronderzoek gedaan naar de basisparameters (massa, lichtkracht en temperatuur) van de eerste generatie sterren. Deze sterren hadden een metaliciteit $Z=0$. We hebben gekeken naar de evolutie van deze sterren en naar de effecten die deze sterren hebben gehad op de evolutie van ons heelal.

We hebben de gegeven basisparameters gebruikt om met behulp van de codes ISAWIND/MCWIND het massaverlies van deze sterren te voorspellen. Voor de extreme parameters van de eerste generatie sterren is dat niet gelukt; de precieze, fysische danwel dumerieke, reden hiervoor hebben we niet kunnen achterhalen. Van minder extreme objecten is het wel gelukt een redelijk massaverlies te voorspellen. Het parameterbereik waarbinnen voorspellingen redelijk zijn hebben we bepaald.

Omslag: Simulatie van structuurvorming in het heelal uit de fluctuaties in de kosmische achtergrondstraling [8].

Inhoudsopgave

1	Inleiding	4
2	Stervorming in het vroege heelal	7
2.1	Stervormingswolken	7
2.2	De initiële massafunctie	9
3	Evolutie van populatie III sterren	11
3.1	Evolutiesporen	11
3.2	Het einde van een ster	13
3.3	Pair Instability Supernovae	13
3.4	Restanten	15
4	Massaverlies	17
4.1	De theorie	17
4.2	Resultaten	18
4.3	Feedback van de eerste sterren	18
4.4	Radiatieve feedback	18
4.4.1	Reïonisatie	20
4.5	Chemische verrijking	21
4.5.1	Productiesnelheid van zware elementen	21
4.5.2	Kritische metalliciteit	22
5	Simulaties	24
5.1	Codes	24
5.2	Resultaten	25
6	Conclusies	29
A	De testmodellen	30

Hoofdstuk 1

Inleiding

Bij de structuurvorming in het heelal is de vorming van de allereerste sterren een cruciaal punt. De eerste sterren zijn naar alle waarschijnlijkheid verantwoordelijk voor het oplichten van het heelal. Ook hebben zij een belangrijke rol gespeeld in het verrijken van het intergalactisch medium (ISM). Over de eigenschappen van deze sterren wordt al geruime tijd gespeculeerd. Het belangrijkste verschil tussen de eerste en de huidige generatie van sterren is de metaliciteit. Met metaliciteit wordt bedoelt voor welk deel een ster uit elementen zwaarder dan helium bestaat. Naar alle elementen zwaarder dan helium zullen we voortaan verwijzen als “metalen”. In de sterrenkunde kennen we al langer een onderscheid tussen populatie I en II sterren. Dit onderscheid hangt onder meer samen met het metaalgehalte. Populatie I sterren zijn over het algemeen jong en hebben een hoge metaliciteit. Populatie II sterren zijn zeer oud en hebben een lagere metaliciteit. De eerste generatie sterren wordt aangeduid met populatie III. Omdat populatie III sterren zijn ontstaan uit het materiaal dat bij de oerknal is gevormd bestaan ze enkel uit waterstof en helium. Hun metaliciteit is dus 0. Dit heeft belangrijke gevolgen voor de basisparameters van zo'n ster. Wij hebben een literatuuronderzoek uitgevoerd naar deze basisparameters (massa, lichtkracht, etc.), die we vervolgens gebruiken om het massaverlies van deze sterren te berekenen. Massa en massaverlies hebben onze speciale aandacht, omdat beide zeer bepalend zijn voor de evolutie van een ster. Tevens speelt massaverlies een belangrijke rol bij de verrijking van het interstellair medium (in het vervolg ISM).

Een van de opmerkelijkste voorspellingen omtrent de eigenschappen van populatie III sterren is hun enorme massa. In het onderzoek van [41] worden massa's genoemd verschillend van 16 tot wel 1000 zonsmassa's. De oorzaak van deze grote massa moeten we zoeken bij het ontstaan van deze sterren. De afwezigheid van metalen in de protostellaire wolken zorgt ervoor dat deze wolken zichzelf minder goed kunnen koelen. Doordat de Jeansmassa volgens $T^{2/3}$ afhankelijk is van de temperatuur, zal de wolk veel meer moeten groeien om in te kunnen storten tot protoster. Hierdoor ontstaan sterren die vele malen zwaarder zijn dan die we vandaag de dag zien. Sterren met kleinere massa's zouden niet of nauwelijks worden gevormd.

Er werd al langer gesuggereerd dat de eerste generatie sterren zwaarder zou zijn, omdat het een aantal dingen zou verklaren. Er zijn bijvoorbeeld nooit metaalloze sterren gevonden. Als er lichte sterren waren gevormd, dan hadden

we die nu nog moeten kunnen waarnemen. Zware sterren zouden al lang zijn gestorven. Verder is de huidige productie van metalen in sterren te laag om de hoeveelheid metalen in het ISM te kunnen verklaren. Het is mogelijk dat populatie III sterren het ISM verrijkt hebben met metalen en dat daarna pas de bekende populatie I en II sterren zijn gevormd. Deze verrijking zou plaats kunnen vinden via massaverlies tijdens het leven van de ster (sterrenwind) en/of via supernova-explosies.

Het massaverlies van een ster is een belangrijke, nog onbekende parameter. Bij weinig massaverlies zal de verrijking van het ISM plaats moeten vinden via supernova's. De eerste populatie II sterren (populatie I sterren vormen zich pas na een redelijk grote verrijking van het ISM) kunnen zich dan pas vormen nadat de eerste populatie III sterren zijn ontploft in een supernova explosie en het uitgestoten materiaal zich heeft vermengd met het ISM. Bij een sterk massaverlies begint de vorming van de volgende generatie sterren al voordat er supernova explosies hebben plaatsgevonden.

Er zijn verschillende mogelijkheden voor populatie III sterren om aan hun eind te komen. Sterren met massa's tussen 8 en 150 zonsmassa's vormen neutronensterren of zwarte gaten. Sterren met massa's boven de 270 zonsmassa's vormen altijd zwarte gaten. Het is hierbij niet duidelijk welk deel van de gevormde metalen in het zwarte gat terecht komt en of zulke sterren dus überhaupt bij kunnen dragen aan de verrijking van het medium. Voor sterren tussen de 150 en de 270 zonsmassa's kan een Pair Instability Supernova (PISN) optreden. Hierbij wordt geen zwart gat gevormd. Alle gevormde elementen worden verspreid in het ISM. Het bestaan van dit soort supernova's is echter nog nooit aangetoond. Ook voor het bepalen welk restant overblijft is massaverlies een belangrijke factor. Een ster die begint als ster van bijvoorbeeld 155 zonsmassa's zal bij voldoende massaverlies onder de grens voor PISNe terechtkomen en een zwart gat vormen.

Populatie III sterren zouden ook verantwoordelijk kunnen zijn voor de (re-)ionisatie van het universum. Gedurende de periode van recombinatie was het heelal voldoende afgekoeld om het invangen van elektronen door protonen toe te staan. Hierdoor werd het heelal doorzichtig. Daarna koelde het heelal verder af, waardoor de kosmische achtergrondstraling naar het infrarood verschoof. Dit staat bekend als de *Dark Age* van het universum. Deze dark age duurde van $z \simeq 10^3$ tot $z \simeq 20$. Op dit laatste tijdstip hebben de eerste sterren naar alle waarschijnlijkheid het donkere heelal doen oplichten en opnieuw geoniseerd.

Op basis van parameters gevonden in de literatuur hebben wij geprobeerd om het massaverlies te bepalen van de eerste generatie sterren. Hiervoor hebben we het programma Windterface gebruikt. Het bleek niet mogelijk om voor extreme sterren met een metaalgehalte $z=0$ een consistente oplossing te vinden. Bij $T > 70000$ K, $z < 0.033$ en $M = 50M_{\odot}$ convergerden de berekening niet naar een ogenschijnlijk fysisch reële oplossing. Desondanks hebben we wel de effecten kunnen bepalen van de verschillende parameters op het massaverlies van sterren buiten dit extreme domein.

Hoofdstuk 2 handelt over de vorming van populatie III sterren en in welke opzichten deze verschilt van de huidige stervorming. Ook zullen we hier kijken naar het massabereik van deze sterren. In hoofdstuk 3 zullen we ingaan op de basisparameters van populatie III sterren. Ook zal de waarschijnlijke evolutie van deze sterren hier besproken worden. In hoofdstuk 4 gaan we specifiek in op het massaverlies van populatie III sterren, en de gevolgen die dat heeft voor het

ISM. Tot slot staan in hoofdstuk 5 een beknopte uitleg over de simulatiemethode en de resultaten van de simulaties.

Hoofdstuk 2

Stervorming in het vroege heelal

Het heelal is ongeveer 13.7 miljard jaar geleden ontstaan. In de eerste paar minuten zijn daarbij ook waterstof en helium gevormd, die totdat de eerste sterren nieuwe elementen vormden de atomen waren waaruit het interstellair gas bestond. Een goede beschrijving van de eerste geschiedenis van het heelal is te vinden in [32, 1, 47].

Waarschijnlijk begon op een roodverschuiving van ongeveer $z \approx 20 - 30$ de eerste stervorming [8, 7, 4]. Dit betekent dat de stervorming begon op een moment dat het heelal $1/30$ tot $1/20$ van zijn leeftijd had. Deze stervormingsfase is om verschillende redenen uniek. Om te beginnen waren het deze sterren die, nadat de achtergrondstraling naar het infrarood verschoof, “het licht weer aandeden” in het heelal. Maar juist ook omdat het de eerste sterren waren, was de interstellair materie nog zoals gevormd in de eerste paar minuten na de oerknal. En dat heeft interessante consequenties voor de stervorming, die we in de volgende paragraaf zullen bekijken.

Door de karakteristieke chemische samenstelling van het vroege universum en de gevolgen die dit had voor het proces van stervorming, ontstond ook een sterpopulatie met unieke eigenschappen. In de laatste paragraaf zullen we bekijken wat de bijzonderheden van deze populatie zijn.

2.1 Stervormingswolken

Een belangrijk verschil met stervorming in het huidige heelal is de veel hogere temperatuur van de wolken waaruit de eerste sterren gevormd werden. Er zijn twee belangrijke redenen die voor deze hogere temperatuur zorgen.

Ten eerste is in het jonge heelal de achtergrondstraling nog heter. Deze hogere temperatuur van de achtergrond zorgt voor een soort basistemperatuur die alle materie minimaal zal hebben. De temperatuur van de achtergrondstraling volgt uit

$$T_{\min} = 2.7 \times (z + 1)$$

Hierin is z de roodverschuivingsparameter: $z = 30$ betekent dat alle straling een factor 31 langere golflengte heeft gekregen, en de temperatuur van deze straling

daardoor tegenwoordig met een factor 31 gedaald is. Dit is tevens het moment waarop het heelal ongeveer 1/30 van de huidige leeftijd was. De vorming van de eerste sterren wordt aangenomen bij $z \approx 20 - 30$ wat een achtergrondtemperatuur van $T_{min} \approx 50 - 80$ K levert. Dit is aanmerkelijk hoger dan de temperatuur die stervormingswolken nu hebben, zo'n 10-20 K.

Een tweede belangrijk verschil is het koelingsmechanisme. In het huidige heelal zijn stofdeeltjes verantwoordelijk voor de koeling van stervormingswolken. In het vroege heelal bestonden deze stofdeeltjes nog niet. Het enige deeltje dat in die omstandigheden efficiënt kan koelen is het molecuul H_2 . Dit molecuul kan via rotatieovergangen tot voldoende lage energieën (energieën beneden de viriaaltemperatuur) thermische energie omzetten in straling. De belangrijke vraag is dan hoe de vorming van dit molecuul verliep. In [7] wordt het koelingsmechanisme van H_2 besproken. In [8] wordt uitgebreider ingegaan op de vorming van H_2 .

H_2 koeling werkt tot temperaturen $T \geq 100$ K [8], beneden deze temperatuur zijn de energieniveaus van de rotatieovergangen van H_2 te hoog om verder te koelen. Dit in tegenstelling tot stofdeeltjes, die de stervormingswolken tegenwoordig tot zo'n 10-20 K koelen.

H_2 ontstaat uit neutraal waterstof, met vrije electronen als katalysator. De omstandigheden voor vorming waren in het vroege heelal gunstig, wat betekent dat H_2 -koeling voorkwam. Moderne inzichten over de koelingsfunctie van H_2 zijn te vinden in [23].

Dit alles betekent dat gaswolken in het vroege heelal een veel hogere temperatuur hadden dan gaswolken in het huidige heelal. Bij deze hogere temperatuur moet een gaswolk een veel hogere massa hebben om de Jeans-massa te overschrijden.

Sterren ontstaan doordat een gaswolk onder zijn eigen zwaartekracht ineenstort. Dit kan gebeuren omdat de druk in de gaswolk onvoldoende is om de ineenstorting tegen te houden. Of dit het geval is hangt af van de Jeans-massa [8]:

$$M_J \simeq M_\odot \left(\frac{T}{200 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{n}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \quad (2.1)$$

Hierin is T de temperatuur en n de dichtheid. Deze formule is eenvoudig zelf af te leiden door de pulsatietijdsschaal van zwaartekracht $t = \sqrt{G\rho}$ gelijk te stellen aan de geluidssnelheid. Als de geluidssnelheid lager is dan de snelheid waarmee zwaartekracht drukveranderingen veroorzaakt zal de wolk ineenstorten.

Wolken boven deze massa zullen zelfgraviteren, en daarmee stervorming gaan vertonen. Merk op dat de Jeans-massa afhangt van $T^{3/2}$. Dat betekent dat elke wolk gaat zelfgraviteren als deze maar koud genoeg is. Dit geeft de belangrijke factor voor stervormingsgebieden: de koeling. De mate waarin een wolk koelt bepaald of er stervorming gaat optreden en wat het massaspectrum van deze objecten is. De precieze werking van dit proces bepaalt de maximale massa van de uiteindelijke ster. Het resultaat van simulaties met deze parameters is dat in het vroege heelal fragmenten met massa's van $\sim 10^3 M_\odot$ gevormd worden, veel hoger dan nu gebruikelijk is.

Als een wolk ineen begint te storten ontstaat er een hydrostatische kern van ongeveer $10^{-3} M_\odot$ [8, 45]. Deze massa is vergelijkbaar voor stervorming nu en in het vroege heelal.

Uit het Jeans-instabiele gebied gaat de hydrostatische kern vervolgens massa accreteren. Dit accreteren gebeurt met een maximale snelheid van (uit [35])

$$\dot{M} = 0.975 \frac{c_s^3}{G} = 4.36 \times 10^{-6} \left(\frac{T}{20 \text{ K}} \right)^{3/2} M_\odot \text{ jaar}^{-1} \quad (2.2)$$

voor een bolsymmetrische constante accretie. Hierin is c_s de geluidssnelheid. Merk op dat ook deze factor temperatuursafhankelijk is.

In simulaties blijkt dat in het vroege heelal de accretie in de eerste fase van instoring van de gaswolk nog veel hogere waarden van $\dot{M} \sim 10^{-3}$ tot $10^{-2} M_\odot$ bereikt worden [45] dan de $\dot{M} \sim 10^{-5} M_\odot$ die volgt uit 2.2.

Een eenvoudige afschatting van de maximale sterre massa is te maken als we aannemen dat de accretie nooit langer duurt dan de totale levensduur van een ster. We gaan er hierbij van uit dat een zware ster een levensduur heeft van ongeveer 10 miljoen jaar. Uit vergelijking 2.2 volgt dan een maximale massa van ongeveer $600 M_\odot$. Nauwkeuriger modellen [45] laten zien dat de accretie zeer snel verloopt tot zo'n $60 M_\odot$ (zie afbeelding 2.1). Daarna gaat de ster dusdanig fel stralen dat verdere accretie bemoeilijkt wordt. De massa kan desondanks nog flink toenemen, tot maximaal zo'n $460 M_\odot$.

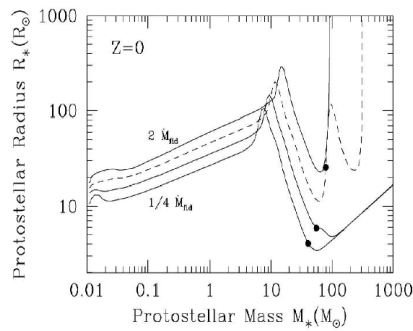
Dat accretie überhaupt nog plaats kan vinden, kan worden verklaard door aan te nemen dat zich een accretieschijf vormt. Deze vorm van accretie vindt in het huidige heelal in ieder geval plaats bij sterren lichter dan $10 M_\odot$ [67]. Aangenomen wordt dat zware sterren een soortgelijke vorm van accretie hebben en er lijkt weinig reden om aan te nemen dat dit in het vroege heelal anders was.

Doordat materie nu alleen aan de evenaar invalt, zal de totale stralingsdruk op deze materie minder worden. Tevens spelen self-shielding effecten een rol. Self-shielding ontstaat als een medium zo dicht is, dat de randgebieden als enige interageren met het externe stralingsveld. Deze randgebieden schermen dan de binnengebieden af van deze effecten, waardoor straling weinig invloed heeft op zulke wolken. Door beide effecten blijft de materieschijf behouden, en is verdere massatoename mogelijk.

Hoewel boven beschreven processen ook tegenwoordig nog plaatsvinden, is een dergelijk hoge massa tegenwoordig niet meer waarschijnlijk. Dit vanwege de veel lagere temperatuur van gaswolken wat tot veel meer fragmentatie en dus lagere massa's leidt.

2.2 De initiële massafunctie

De initiële massafunctie (Engels "Initial Mass Function", oftewel IMF) is een functie die de massaverdeling van nieuwgevormde sterren beschrijft, dus van de massaverdeling op het moment van toetreden tot de hoofdreeks (ook wel ZAMS:



Figuur 2.1: Accretie gaat sneller bij een grotere straal van de ster. Duidelijk is dat de accretie plots trager verloopt bij ongeveer $60 M_\odot$. Figuur uit [45].

“Zero Age Main Sequence”). Omdat zware sterren veel korter leven is dit niet gelijk aan de massafunctie van sterren zoals wij die aan de hemel zien, daarin zijn lichte sterren sterk oververtegenwoordigd.

Lichte sterren zijn overigens sowieso al oververtegenwoordigd in de voor het eerst door Salpeter bepaalde IMF volgens welke nu sterren gevormd worden [53]:

$$N^*(M) = N_0 M^x \quad (2.3)$$

$$M \geq 0.5 M_\odot \quad x = -2.35$$

$$M \leq 0.5 M_\odot \quad x = 0$$

Deze in 1955 door Salpeter aan de hand van sterren in de zonsomgeving afgeleide functie lijkt goed te kloppen voor alle populatie I sterren [33]. Karakteristiek voor deze IMF is de voorkeur voor vorming van lichte sterren van $1 M_\odot$ of minder, wat volgt uit de grote negatieve exponent van M .

Deze IMF wordt primair door twee dingen gekarakteriseerd. Ten eerste is dat een minimale massa die afhangt van hoe goed straling kan ontsnappen uit een wolk (opaciteit). Ten tweede bestaat er een voorkeursmassa die bepaald wordt door de grootte van de gevormde fragmenten. De grootte van deze fragmenten hangt af van de Jeans-massa (vergelijking 2.1), welke van de temperatuur afhangt volgens $M_J \propto T^{3/2}$.

Deze twee kenmerken geven aan waarom de IMF in het vroege heelal anders geweest moet zijn. Ten eerste was er nog geen stof gevormd, waardoor de opaciteit van het intergalactisch medium (ISM) heel anders was. Volgens [8, 4, 45] leidde dit tot een minimale stervormingsmassa van zo'n $1-2 M_\odot$, tegenover zo'n $0.07 M_\odot$ tegenwoordig. In paragraaf 4.5.2 wordt uitgebreid ingegaan op de oorzaken van en de problemen met deze veronderstelling.

Ook de 15 tot 30 maal hogere temperatuur van de achtergrondstraling, en de daarmee gepaard gaande hogere Jeans-massa heeft een belangrijke invloed. Voorspellingen [45, 6] zijn dat massa's van vormingsfragmenten zeker op zo'n $60 M_\odot$ lagen, misschien zelfs wel boven de $100 M_\odot$. Hiermee gepaard gaat een heel andere IMF.

Het lijkt op grond van deze redenen redelijk aan te nemen dat zware sterren vroeger veel talrijker waren dan tegenwoordig. De eerste generatie sterren werd gekenmerkt door zware, misschien wel zeer zware sterren. Wij gaan er van uit dat het bereik waarin sterren gevormd werden ligt tussen de 60 en $460 M_\odot$, vanwege bovengenoemde redenen. In de literatuur wordt ook uitgegaan van een soortgelijk bereik ([45]), hoewel vaak de bovenmassa wat hoger genomen wordt ([8, 6, 4]). Volgens [7] ligt de maximale massa tussen 200 en $1000 M_\odot$. Er zijn nog te veel onbegrepen parameters om betere schattingen te kunnen doen.

Wat precies de vorm van de curve is tussen deze twee punten is een lastiger te beantwoorden vraag. Op dit moment is er nog niet genoeg informatie om deze vraag goed te beantwoorden. Ervan uitgaande dat ook de IMF van de eerste generatie sterren een afvallende functie is boven de karakteristieke massa, zijn extreem zware sterren zeldzaam. Dit is geoorloofd omdat de random-processen die nu de IMF bepalen in het vroege heelal waarschijnlijk ook golden. De karakteristieke massa heeft waarschijnlijk zo'n $100 M_\odot$ bedragen. Hoewel dit een hoge massa is, zijn de extreem zware sterren met een massa van $460 M_\odot$ ook bij de eerste generatie een uitzondering.

Hoofdstuk 3

Evolutie van populatie III sterren

In dit hoofdstuk zullen we bespreken hoe de evolutie van een populatie III ster verschilt van die van populatie I of II sterren. Veel aandacht zal uitgaan naar het einde van een zware ster. Omdat massaverlies een primair doel van ons onderzoek is, hebben we daar een apart hoofdstuk aan gewijd. Massaverlies wordt besproken in hoofdstuk 4.

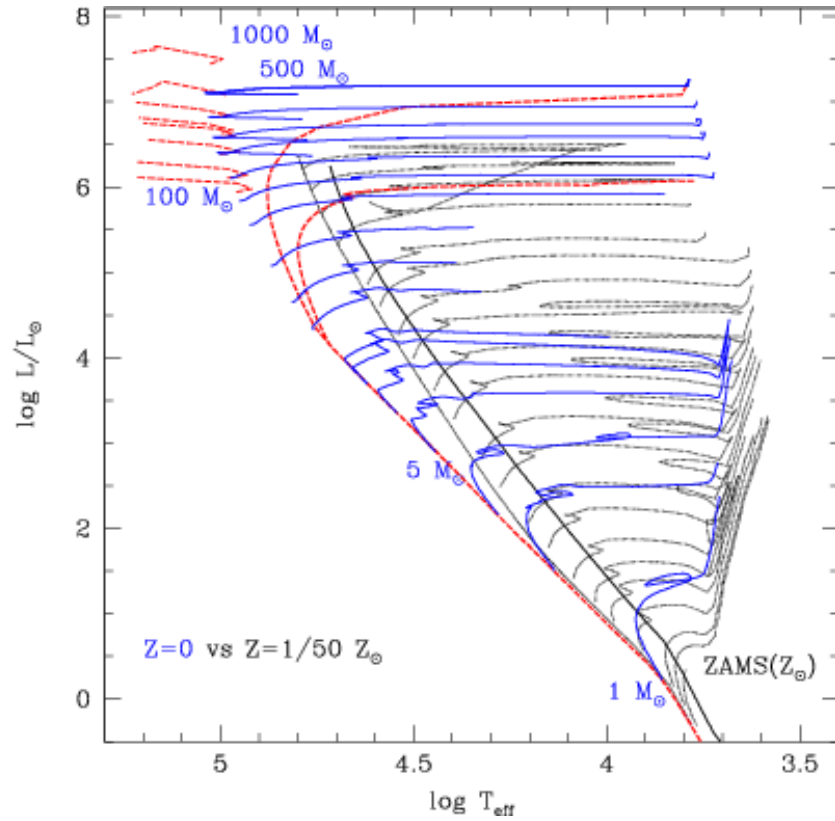
3.1 Evolutiesporen

We zullen nu eerst de verschillen gaan bekijken tussen de evolutie van gewone (populatie I/II) sterren en die van populatie III sterren. Een ster bevindt zich tijdens het grootste deel van zijn leven in hydrostatisch evenwicht. Dit wil zeggen dat er een balans is tussen de zwaartekracht, die de ster inelkaar trekt, en de krachten die naar buiten werken, namelijk de gradiënten van gas- en stralingsdruk. Straling wordt geleverd door fusiereacties in de kern. In de eerste fase van het leven van een gewone ster zijn dit voornamelijk de pp-reeks en de CNO-cyclus (voor reactieschema's zie [42]).

Of de energiebron van de ster de pp-reeks of de CNO-cyclus is hangt af van de centrale temperatuur, die weer een functie is van de massa van de ster. Ruwweg kun je zeggen: $M < M_{\odot} \rightarrow ppM > M_{\odot} \rightarrow CNO$ Als de massa toeneemt neemt de centrale temperatuur toe en zal CNO het overnemen.

De CNO-cyclus maakt gebruik van de katalysatoren koolstof, stikstof en zuurstof. Aangezien die in een populatie III ster in eerste instantie helemaal niet aanwezig zijn, zullen deze reacties pas op gaan treden als deze in de kern zijn gevormd. Dit gebeurt bij de $3\text{-}\alpha$ reacties. Hierbij fuseert helium tot de noodzakelijke elementen voor de CNO-cyclus. Op deze manier kan de CNO-cyclus toch plaats gaan vinden.

Bij alle drie de populaties geldt dat als de hoeveelheid waterstof te laag wordt de energieproductie daalt. Door dit verlies aan stralingsdruk krijgt de zwaartekracht de overhand en gaat de kern verder samentrekken. Door de winst aan potentiële energie neemt de kerntemperatuur weer toe. Hierdoor worden andere fusiereacties mogelijk. Er volgt een reeks aan stadia waarbij de ster telkens andere elementen gebruikt voor fusiereacties. Hierdoor zal de kern uit steeds meer



Figuur 3.1: HR-diagram voor metaallose sterren ($Z=0$, ononderbroken en langgestreepte lijnen) en voor sterren met een lage metaliciteit ($Z = 1/50Z_{\odot}$, stippellijnen). De langgestreepte lijnen zijn isochronen van 2 en 4 miljoen jaar voor $Z=0$ sporen zonder massaverlies. De stippelijnsposen voor hoge massa's die vanaf de Zero Age Main Sequence (ZAMS) naar het blauw verschuiven zijn berekend met sterk massaverlies. De positie van de ZAMS met solaire metaliciteit (zie [55]) wordt aangegeven door een ononderbroken lijn. Populatie III sporen zijn afkomstig van [42] (geen massaverlies), [31] en [20] (sterk massaverlies). De sporen van $Z=0.0004$ van 0.8 tot en met $150 M_{\odot}$ zijn van [34]. Figuur afkomstig van [54].

zware elementen gaan bestaan. Deze elementen leveren bij verdere fusie steeds minder energie op, terwijl de energie nodig om de fusie te laten plaatsvinden stijgt. Op een gegeven moment kan een ster die energie niet meer leveren. Lichte sterren komen niet verder dan koolstof, zware sterren kunnen doorfuseren tot ijzer. Hierna houdt alle fusie op. Door het wegvallen van de stralingsdruk zal de zwaartekracht de ster inelkaar doen storten. Het lot van de ster hangt dan af van zijn momentane massa.

3.2 Het einde van een ster

Lichte sterren (tot $1-2 M_{\odot}$) en sterren met een intermediaire massa ($1-2$ tot zo'n $8 M_{\odot}$) zijn niet zwaar genoeg om ver met de fusie te komen. Aan het eind van het leven van een lichte ster worden de buitenste gaslagen afgestoten. De kern zal verder krimpen, en energie produceren zolang dat nog mogelijk is voor een ster. Door de toenemende druk raken de elektronen steeds verder gedegeneerd, wat uiteindelijk een nieuwe balans oplevert. De kern is nu in evenwicht dankzij de degeneratiedruk, niet meer dankzij de gas- en stralingsdruk. Het restant dat overblijft is een *witte dwerg*. Deze is omhult in de afgestoten buitenlagen, die een planetaire nevel vormen. Voor een bespreking van populatie III sterren in deze massarange, zie [11].

Bij zware sterren ($8-150 M_{\odot}$) gaat de fusie wel verder door. Als hier op een gegeven moment zoveel ijzer is geproduceerd dat de totale stralingsproductie niet meer genoeg is om voldoende tegendruk te bieden, zal de kern instorten. Door de hoge druk in de kern kan dit heel snel gebeuren, veel sneller dan de maximale valsnelheid van de buitenlagen. De kern stopt bij ijzerfusie omdat verdere fusie alleen nog maar energie kost. IJzer heeft namelijk de hoogste bindingsenergie per barion van alle elementen.

Het gewicht van de kern is in dit geval zo groot dat de degeneratiedruk van de elektronen niet voldoende is om de ineenstorting te voorkomen. De kern zal verder inkrimpen totdat de neutrondegeneratie de ineenstorting stopt. De buitenlagen blijven doorvallen, en komen zo met relativistische snelheden in botsing met de zo net gevormde neutronenster. De energie die hierbij vrijkomt zorgt voor de supernovaexplosie.

Bij nog zwaardere sterren (kernmassa $46-110 M_{\odot}$, initiële stermassa $150-270 M_{\odot}$, [64]) kan er een heel ander type supernova optreden: een pair instability supernova (PISN, meervoud PISNe). Bij deze supernova blaast de ster volledig op en geeft alle materie terug aan het ISM. In hoofdstuk 3.3 staat een uitgebreide beschrijving van dit type supernova.

Boven een kernmassa van $110 M_{\odot}$ (zonsmassa's (stermassa groter dan $270 M_{\odot}$) zal zich toch weer een zwart gat vormen, en zal er vrijwel geen materie worden teruggegeven aan het ISM.

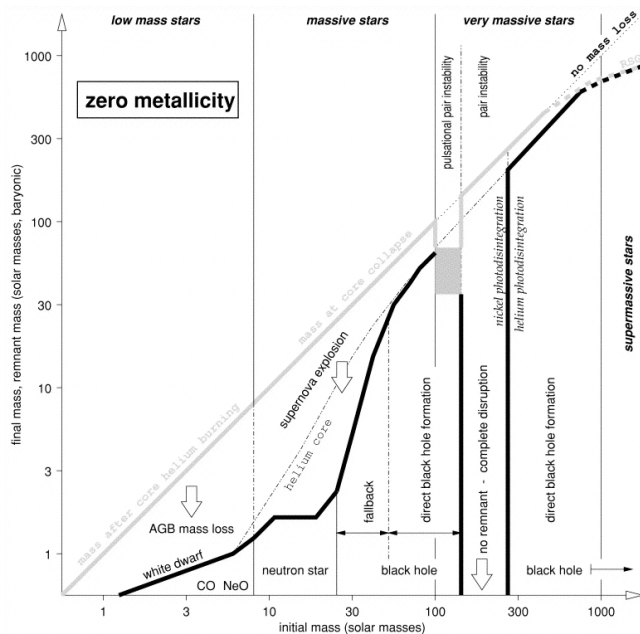
Het bovenstaande is gebaseerd op [16], en geldt net zo goed voor populatie I en II als voor populatie III. Echter, als onze aanname klopt dat populatie III significant zwaarder is, zal bijvoorbeeld een PISN veel vaker optreden.

Duidelijk is dat de bepalende factor de massa van de kern van de stervende ster is, zoals in afbeelding 3.2 duidelijk te zien is. Deze massa hangt af van de massa van de ster op de ZAMS, maar vooral ook van het massaverlies tijdens het leven. Hierover staat meer in hoofdstuk 4.

3.3 Pair Instability Supernovae

Als een ster een kern heeft met een massa tussen de $46 M_{\odot}$ en $110 M_{\odot}$ kan een PISN optreden. Hierbij moeten we wel opmerken dat een PISN nog nooit is waargenomen. Aanwijzingen voor het optreden zijn wel gevonden [28, 24]. Dit type supernova ontstaat als een kern toe is aan fusie in een CO-kern. Om verdere fusie op gang te brengen moet de kern verder instorten.

Bij kernmassa's boven de $46 M_{\odot}$ wordt de kern zo heet dat de thermische



Figuur 3.2: Het einde van een ster is sterk afhankelijk van haar massa. In deze figuur staat de initiële massa uitgezet tegen de uiteindelijke massa. De grafiek is onderverdeeld in massagebieden waarin de sterren een zelfde restant zullen achterlaten. Afbeelding uit [27].

energie genoeg is om paren elektronen en protonen te vormen. De zo gevormde massa lijdt tot een zeer sterke samentrekking. Hierdoor kan de thermische energie boven de coulomb-potentialen komen. Dit levert een explosieve fusie van alle aanwezige elementen op. De vrijkomende energie (rond de 10^{53} erg [10]) is genoeg om de kern, en daarmee de rest van de ster volledig te vernietigen en alle materie uit te stoten.

Bij kernmassa's boven de $110 M_{\odot}$ loopt de temperatuur zo hoog op dat atoomkernen hun stabiliteit verliezen. Het opbreken van deze kernen kost meer energie dan de hierboven beschreven explosie oplevert. De kern zal daarom verder instorten en een zwart gat vormen. De verwachting is dat het merendeel van de materie in dat geval in het zwarte gat verdwijnt [16].

De bovenstaande kernmassa's komen volgens [64] overeen met initiële ster-massa's van ongeveer $150\text{-}270 M_{\odot}$. Boven de $270 M_{\odot}$ zal een ster na de vorming van een CO-kern instorten tot een zwart gat van minimaal $120 M_{\odot}$ (de massa van de kern). Het is echter waarschijnlijk dat in ieder geval een deel van de buitenmantel in het zwarte gat verdwijnt, wat een hogere massa van het gevormde zwarte gat oplevert. Ook sterren beneden de PISN-limiet, dus sterren met initiële massa's tot $150 M_{\odot}$ zullen zwarte gaten vormen, mits ze zwaar genoeg zijn natuurlijk. Deze sterren zullen na de vorming van een ijzerkern in een supernovaexplosie hun buitenlagen wegslingeren, terwijl de kern ineensloort tot een compact object. Voor kernen zwaarder dan zo'n $3 M_{\odot}$ zal de kern dan ineensloorten tot een zwart gat.

Onze verwachting is dat voor de eerste generatie sterren een PISN een belangrijke manier van sterven is. *Een belangrijke eigenschap van PISNe is dat ze in staat zijn het ISM zeer snel te verrijken.* Aangezien waarnemingen aangeven dat het ISM zeer snel na de oerknal sterk verrijkt moet zijn [8, 64, 36, 10], is dit een aanwijzing dat een PISN een veelvoorkomend verschijnsel was onder de eerste generatie sterren. Omdat verder de theorie de vorming van preferentieel zware sterren voorspelt (paragraaf 2.2), lijkt de kans dat er vroeger veel PISNe waren groot.

Echter, als de sterren te zwaar worden, dan zal zo'n ster ineenstorten tot een zwart gat, en veel minder heftig exploderen. Of dit gebeurt hangt af van het massaverlies van de extreem zware sterren tijdens hun leven. Als dit massaverlies dermate groot is dat de ster binnen het bereik van een PISN komt, zal er toch een PISN optreden, mits de kernmassa beïnvloed wordt door \dot{M} . *We moeten uitzoeken of dit massaverlies groot genoeg is, en of \dot{M} van invloed is op de kernmassa.*

Uit onderzoek ([64, 10]) blijkt dat de metaalabundanties in bepaalde halo-sterren goed verklaard kunnen worden met supernovamodellen van een populatie III generatie met preferentieel zware sterren. Echter, over het optreden van PISN spreken bovengenoemde artikelen elkaar tegen. Waarnemingen van abundanties in jonge sterrenstelsels [22] laten echter zien dat PISN waarschijnlijk hebben opgetreden in het zeer jonge heelal.

3.4 Restanten

Samenvattend kunnen we stellen dat als onze aanname klopt dat eerste generatie zware sterren het leven beëindigen met een PISN het aantal restanten van deze sterren minimaal zal zijn. Echter, als er wel lichtere of zwaardere sterren zijn gevormd die een ander soort einde beleefd hebben, moeten er (supernova)-restanten zijn. Er zijn grofweg drie typen restanten te verwachten.

Witte dwergen blijven over als een ster een initiële massa van maximaal zo'n acht zonsmassa's heeft. Omdat we denken ([6]) dat de eerste generatie IMF vrijwel alleen sterren boven deze massa oplevert, zal het aantal witte dwergen van deze sterpopulatie heel gering zijn.

Zwaardere sterren ondergaan een supernova-explosie. Als de massa van de kern niet heel erg groot is, zal deze ineenstorten tot een neutronenster. De lichtste sterren die gevormd zijn zullen waarschijnlijk nu nog als neutronensterren te vinden zijn. Ook kunnen dergelijke kernen instorten tot zwarte gaten, zodra de massa van het supernovarestant boven de kritische massa voor een neutronenster komt. Deze massa is nog niet goed bekend maar zal zo'n $3M_{\odot}$ bedragen (zie bijvoorbeeld [68, Hoofdstuk 11.3]).

Interessant is echter vooral de groep sterren boven de PISN limiet ($M_{\text{kern}} > 120 M_{\odot}$). Deze objecten kunnen een belangrijke rol gespeeld hebben in de structuurvorming van het heelal. Deze sterren storten in tot zwarte gaten met massa's van boven de $120 M_{\odot}$. Deze zwarte gaten zouden kernen gevormd kunnen hebben voor de vorming van structuren als sterclusters en sterrenstelsels [56].

Volgens [36] is de populatie zware zwarte gaten goed te verklaren met supernovamodellen die eveneens goed passen bij de waargenomen verrijking (voor verrijking zie paragraaf 4.5). Vanwege de complexiteit van de waarnemingen (er is immers nog nooit een zwart gat met $M > 2 * 10^2 M_{\odot}$ waargenomen) moeten

hier echter niet te veel conclusies aan verbonden worden.

Hoofdstuk 4

Massaverlies

Voor het vervolg van deze scriptie zullen we ons alleen nog richten op massieve sterren ($M > 8M_{\odot}$). Voor deze sterren is massaverlies een zeer belangrijke factor in de evolutie van een ster. Ten eerste is het sterk bepalend voor de verschillende fasen die een ster tijdens zijn leven doorloopt. Massaverlies is ook sterk van invloed op de levensduur van een ster en op het soort restant dat wordt achtergelaten. In deze paragraaf zullen we uitleggen welke mechanismen bij massaverlies een rol spelen. De twee belangrijkste mechanismen zijn stralingsdruk en rotatie. We zijn vooral geïnteresseerd in het massaverlies ten gevolge van stralingsdruk, omdat dit het enige soort massaverlies is dat we meenemen in onze berekeningen.

4.1 De theorie

Bij stralingsdruk oefenen de fotonen in de fotosfeer die naar buiten bewegen druk uit op de buitenste lagen van de ster. De fotonen worden geabsorbeerd door de aanwezige atomen, waarbij ze een excitatie van een energieniveau veroorzaken. De deeltjes krijgen daardoor netto een radiële impuls. De absorptie van fotonen is in het spectrum van een ster te zien als een absorptielijn. Gezien de werking van het verscellingsmechanisme wordt bij dit soort massaverlies ook wel gesproken over lijn-gedreven massaverlies. Hoe effectief dit proces is hangt sterk af van het metaalgehalte Z van een ster. De gevormde fotonen kunnen alleen atomen/ionen met een voor hen specifieke golflengte aanslaan. Het zijn namelijk vooral de metalen die zeer veel spectraallijnen hebben. In de sterren waar wij naar kijken ($Z=0$) zijn alleen waterstof- en heliumatomen aanwezig. Deze hebben slechts een zeer beperkt aantal lijnen. Aangezien de fractie van de door de ster geëmitteerde fotonen met golflengtes die bij die lijnen horen zeer klein is, zal er niet veel massa versneld worden. We verwachtten dan ook een veel kleiner massaverlies dan bij populatie I en II sterren. Een ster van $120 M_{\odot}$ zal volgens [41] gedurende zijn hele leven slechts $0.02M_{\odot}$ teruggeven aan het ISM. Pas boven $500 M_{\odot}$ wordt de lichtkracht van de ster voldoende om een aanzienlijke massa (volgens [41] $11M_{\odot}$) uit te stoten.

Rotatie levert op zichzelf geen massaverlies op (tenzij de Ω -limiet overschreden wordt, zie onder), maar kan wel het effect van stralingsdruk versterken met een factor afhankelijk van de verhouding tussen de rotatiesnelheid en de ont-

snappingsnelheid op het steroppervlak. Omdat het massaverlies ten gevolge van stralingsdruk echter ook al niet groot is zal het niet veel uitmaken. Het massaverlies wordt alleen erg groot als de zogenaamde $\Omega\Gamma$ -limiet bereikt wordt. De $\Omega\Gamma$ -limiet wil zeggen dat straling en rotatie effecten samen de gravitatie versnelling precies compenseren. Als een ster tijdens zijn evolutie sterk gaat samentrekken (bijvoorbeeld op het moment dat de waterstof in de kern op is), kan het gebeuren dat de $\Omega\Gamma$ -limiet bereikt wordt. Wat er dan precies gebeurt is niet helemaal duidelijk. Het is mogelijk dat de ster uit elkaar valt. De meesten gaan er echter van uit dat de ster alleen zeer veel massa zal verliezen. Bij de ster Eta Carina is dit mogelijk gebeurd. Honderdvijftig jaar geleden stootte deze ster 10-15 M_{\odot} uit ([59]). Hij lijkt dit echter toch te hebben overleefd. Het feit dat massaverlies ook verlies van impulsmoment inhoud zou een verklaring kunnen zijn. Hierdoor neemt de rotatiesnelheid weer af en komt de ster weer onder de $\Omega\Gamma$ -limiet.

4.2 Resultaten

De groep van [20] gebruikt een andere benadering voor het massaverlies. Zij gebruiken een empirische relatie, gevonden door [15] voor O, OI en Of sterren. Deze geeft een veel groter massaverlies dan verklaart kan worden met stralingsdruk en rotatie. Volgens Chiosi zou dit massaverlies kunnen worden veroorzaakt door instabiliteiten in de buitenlagen.

4.3 Feedback van de eerste sterren

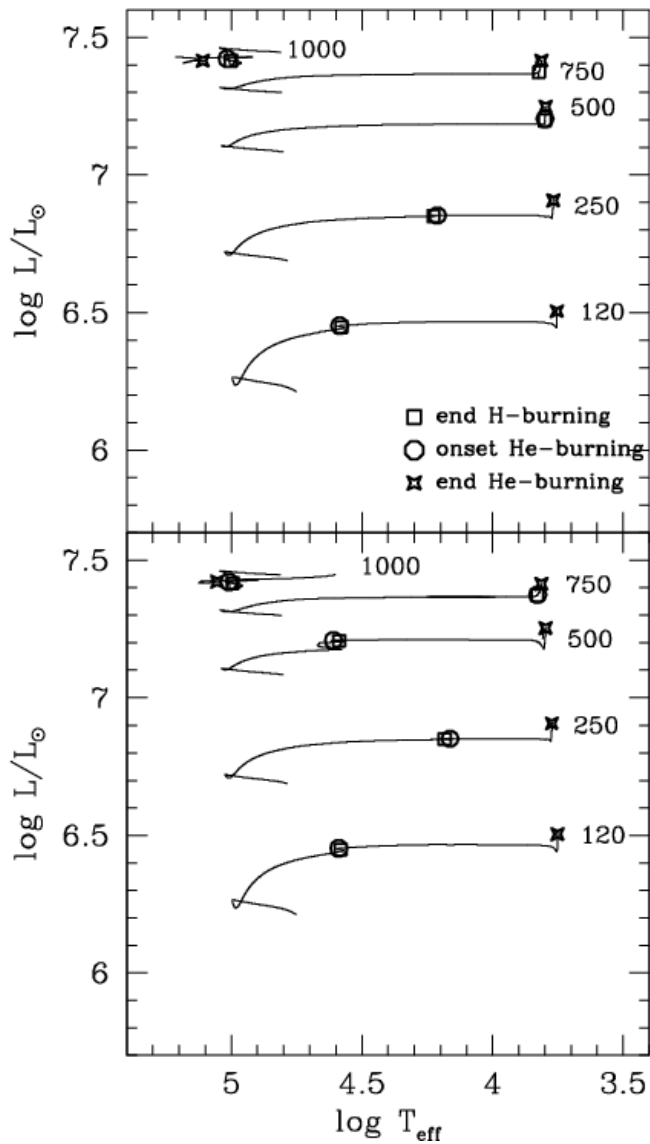
Populatie III sterren hebben een tweeledige invloed op het ISM. Ten eerste produceren deze sterren straling, welke interageert met de gassen in het heelal. Het zal blijken dat straling invloed heeft op de productie van H_2 en op de temperatuur van het ISM. Hiermee is radiatieve feedback, zoals we dit verder zullen noemen, van belangrijke invloed op de stervorming. Radiatieve feedback wordt besproken in paragraaf 4.4. Ook kunnen de eerste generatie sterren een mogelijk belangrijke bijdrage hebben geleverd aan de reïonisatie. Meer hierover staat in 4.4.1

De tweede belangrijke invloed van populatie III sterren is de productie van zware elementen. De elementen die de eerste generatie sterren produceerden, werden via sterrenwind en supernova-explosies teruggegeven aan het ISM. De sterwindbijdrage wordt besproken in dit hoofdstuk, een bespreking van het sterven van populatie III-sterren staat in hoofdstuk 3.2.

Hierdoor werd het ISM verrijkt met zware elementen die niet bij de oerknal gevormd waren. In paragraaf 4.5 gaan we proberen antwoord te geven op de vraag hoe snel dat proces verliep, en wat de effecten ervan zijn. Met name zullen we gaan kijken naar het effect van de fractie zware elementen op stervorming (paragraaf 4.5.2).

4.4 Radiatieve feedback

De feedback op het ISM door straling kan zowel positieve als negatieve effecten hebben voor stervorming. De positieve feedback werkt als volgt. Zoals al eerder

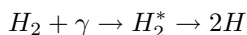


Figuur 4.1: Evolutiesporen voor metaalloze sterren met beginmassa's van 120, 250, 500, 750 en 1000 M_{\odot} . In de sporen zijn de H- en He-verbrandingsfases meegenomen tot het begin van koolstofverbranding. Het bovenste paneel geeft de sporen met alleen radiatief massaverlies. In het onderste paneel is ook rotatie meegenomen. Figuur afkomstig van [41]

werd gezegd, is de koeling een van de belangrijkste factoren bij stervorming. Het belangrijkste 'koelmiddel' is moleculair waterstof H_2 . De vorming van H_2 verloopt goed met vrije elektronen als kathalysator. Een grotere hoeveelheid vrije elektronen zal de vorming van H_2 versterken. Vrije elektronen kunnen op een paar manieren worden geproduceerd. Röntgenstraling, afkomstig van populatie

III sterren, supernova-explosies ([43],[13]) of van de accretie op zwarte gaten ([26],[39]), kan het atomaire waterstof ioniseren. De hierbij vrijkomende vrije elektronen zorgen voor de vorming van moleculair waterstof. Hetzelfde gebeurt ook in oude ([44]) of nog actieve ([49],[50] en [51]) HII gebieden. Het is ook mogelijk dat ionisatie plaatsvindt via schokgolven ([37], [58], [21] en [9]).

We richten ons nu op de negatieve feedback. Straling kan H_2 op meerdere manieren beïnvloeden. Straling in de Lyman-Werner (LW) band, in een energiebereik van 11.2-13.6 eV, kan moleculair waterstof vernietigen volgens het twee-staps Solomon proces [60]



Een waterstof molecuul wordt door een foton geëxciteerd (H_2^*). Vervolgens vervalt het molecuul tot twee losse waterstofatomen. De vraag is of dit effect zo sterk kan zijn, dat koeling te zwak wordt voor stervorming. Er moet hierbij wel rekening gehouden worden met self-shieldingeffecten (zie [25], [30] en [38]).

Een manier die sterk van de andere verschilt is het zogenaamde photoheating als gevolg van straling met genoeg energie om waterstof te ioniseren ([3]). Aan de ene kant zorgt de ionisatie van waterstof voor vrije elektronen, wat een positief effect heeft op stervorming. Aan de andere kant verhit dit effect het gas tot temperaturen $\gtrsim 10^4 K$. Aangezien deze temperaturen boven de viriaaltemperatuur liggen, breekt het gas door dit effect los uit z'n potentiaalput en zal stervorming in dat gebied tijdelijk gestopt worden. Photoheating kan worden veroorzaakt door bronnen binnen de halo ([9], [44], [69]) of door een sterke achtergrondstraling ([2], [62], [30], [19], [57], [63]). Deze laatste is waarschijnlijk alleen belangrijk vlak voor de totale reïonisatie van het heelal, bij $z \sim 6$.

Koeling kan ook (zij het minder efficiënt) verlopen via atomair waterstof in halo's met massa's

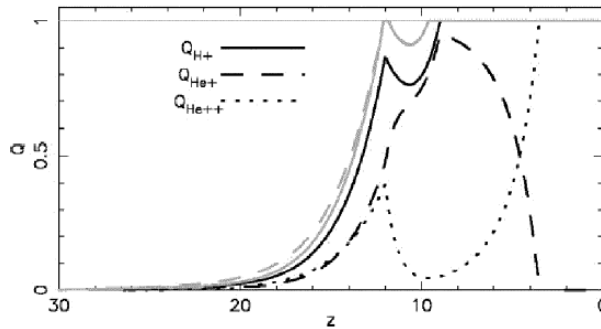
$$M \gtrsim 10^8 M_\odot \left(\frac{1+z}{10}\right)^{-3/2}$$

(zie [3]). Doordat deze zwaardere halo's een hogere viriaaltemperatuur hebben ($T_{vir} \sim 10^4 K$), kunnen ze zeer efficiënt koelen via atomair waterstof ([40], [5]). Hierdoor kunnen ze wel als geheel samentrekken, maar door de hoge temperatuur duurt het erg lang voordat de Jeans-massa bereikt wordt en de wolk verder kan fragmenteren. Simulaties van dit scenario laten zien dat zich in deze halo's compacte wolken vormen met massa's $M \sim 10^6 M_\odot$ ([9]). Mogelijk worden dit superzware zwarte gaten, die verantwoordelijk zouden kunnen zijn voor quasaractiviteit bij hoge roodverschuivingen.

4.4.1 Reïonisatie

De vraag rijst ook of populatie III sterren voldoende ioniserende fotonen produceren om het universum in z'n geheel te reïoniseren. Analyse van de data verzameld door de Wilkinson Microwave Anisotropy Probe lijkt dit inderdaad te bevestigen. De WMAP vind een grote optische diepte voor elektronverstrooiing, $\tau_{es} = 0.17 \pm 0.04$ (gegeven als fractie van verstrooide elektronen). Voor reïonisatie zijn verschillende modellen voorgesteld, die ieder een andere polarisatie-onregelmatigheden in de kosmische achtergrondstraling tot gevolg hebben ([71], [29]). De geïntegreerde optische dichtheid van elektronverstrooiing is een goede indicator voor welk model de juiste is. De gevonden dichtheid duidt op een reïonisatie op een roodverschuiving van $z = 17 \pm 5$.

Analyses van [70] laten zien dat de aanwezigheid van populatie III sterren noodzakelijk is om de gevonden dichtheid te verklaren; bij reïonisatie door alleen populatie II sterren vindt men ofwel een $\tau_{\text{es}} \lesssim 0.09$, wat in tegenspraak is met de waarnemingen, of een betekenisloze waarde voor het product van de effectiviteit van stervorming (f_*) en de fractie ontsnappende ioniserende fotonen van melkwegstelsels (f_{esc}), namelijk $f_* f_{\text{esc}} = 1$. Dit laatste zou betekenen dat stervorming 100% efficiënt is en dat alle fotonen kunnen ontsnappen. Dit onderzoek ([70]) levert de volgende ionisatie geschiedenissen op (zie plaatje). De vetgedrukte lijnen geven de ionisatiefracties van Q_{H^+} , Q_{He^+} en $Q_{\text{He}^{++}}$. Lichtgedrukte lijnen geven Q_{H^+} bij de afwezigheid van helium. De ononderbroken lijn geeft het resultaat voor een viriaaltemperatuur van $T_{\text{min}} = 10^4 \text{ K}$ (koeling met atomair waterstof). De stippellijn geeft het resultaat voor $T_{\text{min}} = 10^{2.5} \text{ K}$ (koeling met molecuulair waterstof). Er wordt aangenomen dat de roodverschuiving van de overgangperiode van populatie III naar populatie II sterren bij een waarde $z_{\text{tran}} = 12$ ligt. Bij de linkergrafiek neemt men $f_* f_{\text{esc}} = 0.08$, voor de rechter $f_* f_{\text{esc}} = 0.33$. De laatste is voor mogelijk efficiëntere stervorming of lagere ontsnappingsfractie bij hogere roodverschuiving (zie [61]). In de eerste grafiek zien we bij $z \simeq 11$ al een grote, maar onvolledige reïonisatie. Deze wordt gevolgd door volledige reïonisatie rond $z \sim 9$. Beide voorbeelden geven een τ_{extrmes} binnen 1σ en dichtbij de meest waarschijnlijke waarde die de WMAP data geeft. Voor het geval zonder helium zien we een iets eerdere volledige reïonisatie optreden. De verstrooingsdichtheid wordt echter lager en klopt dus minder goed. We hebben dus een aantal verschillende mogelijke modellen voor de reïonisatiegeschiedenis van het universum, waarvan alleen die zonder helium minder waarschijnlijk is. Welk model klopt zullen waarnemingen moeten uitwijzen (zie afbeelding 4.2).



Figuur 4.2: Reïonisatiegeschiedenissen van het universum. Uitgezet staan de roodverschuiving z tegen de geïoniseerde fracties van H en He. Bij lichte lijnen is He niet meegenomen, bij donkere lijnen wel. Figuur afkomstig van [70]

4.5 Chemische verrijking

4.5.1 Productiesnelheid van zware elementen

De eerste sterren moeten bijzonder efficiënt geweest zijn in de productie van zware elementen. Bij de oerknal is de fractie zware elementen $[Z/X] \sim -9$ ge-

vormd, met Z voornamelijk lithium [17, 32]. De hoeveelheid lithium moet na de oerknal nog gedaald zijn [52]. In halosterren in onze melkweg, met leeftijden die de leeftijd van het heelal benaderen, zijn de laagste fracties van de orde $[Z/X] \sim -4$ [7]. Dit proces moet dus binnen een paar honderd miljoen jaar afgerond zijn. Op dat moment moet er dan een verandering zijn opgetreden in de stervorming, hierover meer in 4.5.2.

Er zijn twee belangrijke factoren die bepalen hoe snel het ISM verrijkt is. Ten eerste is de vraag hoe efficiënt stervorming was in het vroege heelal, dus hoeveel van de materie aanwezig in het vroege heelal uiteindelijk in sterren belandde. Als dit percentage groot is, is de verrijking uiteraard efficiënter.

Een andere belangrijke factor is het percentage verrijkt gas dat een ster teruggeeft aan haar omgeving. Als de eerste generatie sterren allemaal ontploften in een PISN gaat de verrijking significant sneller dan wanneer al deze objecten ineens tot zwarte gaten. Uit [36] en [64] blijkt dat de gevonden abundanties overeenstemmen met PISN-modellen. In deze artikelen is geïntegreerd over een periode waarin sterren als PISN eindigden. Daarbij is gekeken naar de effecten die dit had op de metalliciteit van het ISM.

Daarnaast is het van belang te beseffen dat stervorming een lokaal proces is. Doordat sterren per definitie een lokale verstoring van het homogene medium van vlak na de oerknal zijn, zal deze homogene verdeling verder verstoord worden. Het verrijkingproces is derhalve ook lokaal. De eenvoudige, gladde verdeling van gassen in het heelal werd door de eerste generatie sterren verstoord en gaf daarmee mede aanleiding tot de vorming van de complexe structuren die we vandaag zien.

Aangezien dit nogal een hot topic is, is er veel literatuur over dit onderwerp. In [8] en [10] wordt beschreven hoe een supernova het ISM verrijkt. Het blijkt dat de verrijking verre van homogeen is. Ook blijkt deze af te hangen van de lokatie. Een geïsoleerde ster zal het merendeel van de verrijkte gassen aan het ISM teruggeven, terwijl supernovaexplosies in dwergstelsels kunnen leiden tot een grote verrijking van dit stelsel.

Dit onderwerp is pas sinds kort benaderbaar met simulaties, en het is dan ook te verwachten dat er nog veel nieuwe inzichten zullen komen.

4.5.2 Kritische metalliciteit

Tot slot moeten we ons nog afvragen wat de invloed van de gevormde metalen op de stervorming is. Immers, de IMF is van een preferentieel zware IMF naar een salpeter IMF geëvolueerd. Dit wordt verklaard met het begrip kritische metalliciteit. Er wordt aangenomen dat een gas zonder metalen alleen zware sterren kan vormen. Als op een gegeven moment de metalliciteit een bepaalde grens bereikt heeft (geschat wordt dat $[Fe/H] > -4$, zie [45] en [8]) zal de IMF omslaan naar een Salpeter-IMF (zie vergelijking 2.3).

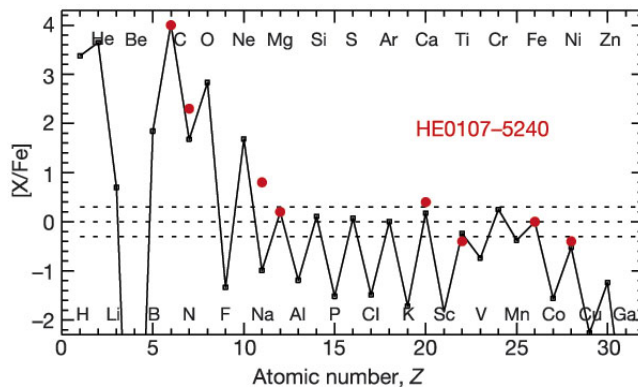
Of dit daadwerkelijk zo plotseling gebeurt is de vraag. Er zou ook een geleidelijke overgang kunnen zijn. Dit moet dan leiden tot een populatie II.5, met een IMF die ergens tussen de Salpeter-IMF en de preferentieel zware IMF inzit [8].

Er lijkt consensus dat vanaf $[Fe/H] > -4$ er een Salpeter-IMF domineert. Tussen metaalarme halo-sterren en veel metaalrijkere jonge sterren lijkt vrijwel geen verschil in massaverdeling te bestaan [48, 14]. Verder valt op dat er tot

dusver maar 'e'en ster beneden deze grens is gevonden. Deze ster is HE0107-5240 met $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.3$ en $M = 0.8M_{\odot}$ (zie [46, 45]). Deze ster lijkt ook een probleem te zijn voor de aanname van het bestaan van een kritische metalliciteit.

Hoewel de IMF vroeger vorming van veel zware sterren mogelijk maakte, zijn er toch mogelijkheden om ook lichte sterren te vormen. In [46] staat een discussie over de mogelijkheid om lichte sterren in primordiaal gas te vormen. De aanname in dit artikel is dat deze ster een populatie III ster was, die door accretie van interstellair gas haar abundantiepatroon veranderd heeft.

Een tweede mogelijkheid is dat deze ster zich toch gevormd heeft uit het net verrijkte gas. Omdat deze ster gekenmerkt wordt door hoge verhoudingen van $[\text{C}/\text{Fe}]$ en $[\text{N}/\text{Fe}]$, zou het kunnen zijn dat het gas genoeg verrijkt was om lichte sterren te vormen. Uit afbeelding 4.3 blijkt dat de waargenomen abundantiepatronen goed overeenkomen met supernovamodellen van sterren tussen de 20-130 M_{\odot} .



Figuur 4.3: Vergelijking van theoretische supernovaopbrengst (zwarte lijn) met het abundantiepatroon van HE0107-5240. Figuur uit [65]

Een andere mogelijkheid is natuurlijk dat de aanname van kritische metalliciteit niet klopt. Deze oplossing roept echter weer veel nieuwe vragen op. Om te beginnen verliezen we dan de oplossing voor de snelle verrijking van het heelal. Verder is het dan de vraag waarom er niet veel meer van zulke sterren gevonden zijn.

Tot slot zou ook de grens van $[\text{Fe}/\text{H}] > -4$ te hoog genomen kunnen zijn. Dit roept wel de vraag op waarom er tot dusver maar 'e'en ster beneden deze grens is gevonden, terwijl er al een aantal sterren zijn gevonden die deze grens benaderen.

Wij zullen toch aannemen dat er een eerste generatie sterren gevormd is volgens een preferentieel zware IMF. Dit vanwege de theoretische redenen genoemd in hoofdstuk 2, maar vooral ook vanwege observationele redenen. Zonder een eerste generatie sterren is het zeer lastig de huidige metalliciteit te verklaren. Daarnaast is het vrijwel onmogelijk om zonder een eerste generatie zware sterren voldoende ionisatie te krijgen om de recente WMAP-data mee te verklaren zoals besproken in paragraaf 4.4.1.

Hoofdstuk 5

Simulaties

In dit hoofdstuk zullen we toelichten welke codes wij gebruikt hebben voor het berekenen van het massaverlies van populatie III sterren. Tevens zullen wij hier de resultaten presenteren van onze simulaties.

5.1 Codes

We berekenen het massaverlies van een ster door het volgen van pakketjes fotonen die in een modelatmosfeer worden losgelaten. Deze modelatmosfeer wordt berekend met het programma ISA-wind ([18]). Het programma maakt gebruik van enkele initiële parameters, namelijk massa, lichtkracht, effectieve temperatuur, chemische samenstelling en eindsnelheid van de versnelde massa (als deze buiten de potentiaalput van de ster gekomen is). Op basis hiervan berekend hij voor enkele aangenomen waarden van het massaverlies \dot{M}^{inp} de structuur van de atmosfeer in termen van temperatuur $T(r)$, dichtheid $\rho(r)$ en $v(r)$.

De MC-wind code ([18]) wordt vervolgens gebruikt om de fotonen te volgen. Op het pad van de fotonen kunnen zowel continuüm als lijn processen (events) plaatsvinden. De meegenomen continuüm events zijn elektron verstrooiing en thermische absorptie en emissie. De meegenomen lijn events zijn foton verstrooiing en foton vernietiging door de-excitaties door botsingen. De waarschijnlijkheid dat een van deze events plaatsvindt wordt gegeven door

$$p_x = e^{-\tau_x} \quad (5.1)$$

met x de dimensieloze frequentie en τ_x de optische diepte, die bestaat uit de bijdragen van de lijn en de continuüm optische dieptes

$$\tau_{tot} = \tau_c + \tau_L \quad (5.2)$$

Deze totale optische diepte wordt vergeleken met een random optische diepte, om te bepalen of er een event plaatsvindt of niet. De kans op een continuüm event neemt lineair toe met de afstand. Lijn events kunnen echter alleen op zeer specifieke plaatsen langs het pad van een foton plaatsvinden, namelijk op die plaatsen waar de roodverschuiving zo is dat het foton dezelfde frequentie heeft als een bepaalde spectraallijn. Bij ieder event draagt een foton energie af aan het atoom waaraan hij verstrooid, behalve als het toevallig verstrooid wordt in dezelfde richting als het inkomende foton.

De MC-wind code deelt de atmosfeer op in concentrische schillen. Vervolgens kijkt het programma naar de energie die de fotonen tijdens hun tocht door zo'n schil door interacties verliezen, ΔL . Hierbij wordt aangenomen dat

$$\Delta L = \frac{1}{2} \dot{M} (v_{\infty}^2 + v_{esc}^2) \quad (5.3)$$

(voor afleiding zie [66]). Met deze formule wordt vervolgens het massaverlies \dot{M}^{out} berekend.

Het massaverlies wordt nu volgens de volgende stappen bepaald:

1. Voor de aangenomen parameters worden een aantal waarden voor het massaverlies \dot{M}^{inp} aangenomen.
2. Er wordt een eindsnelheid aangenomen die een factor n keer zo groot is als de ontsnappingsnelheid (gebaseerd op waarnemingen).
3. Voor iedere set van parameters wordt met ISA-wind een modelatmosfeer berekend voor de verschillende \dot{M}^{inp} waarden.
4. Voor ieder van deze atmosferen wordt met MC-wind de radiatieve versnelling berekend.
5. Met de gevonden radiatieve versnelling wordt voor iedere waarde van \dot{M}^{inp} het massaverlies \dot{M}^{out} berekend. De consistente oplossing is die waarbij \dot{M}^{inp} en \dot{M}^{out} gelijk zijn.

Als laatste test van onze berekeningen gebruiken we parameters uit MC-wind in de oplossing voor massaverlies van [12].

Bij onze berekeningen hebben wij gebruik gemaakt van de shell Windterface, geschreven door Raymond Bonsee. Dit programma vraagt om een aantal parameters, namelijk massa, effectieve temperatuur, lichtkracht, eindsnelheid van de versnelde massa, het aantal af te vuren fotonen en eventueel de verschillende abundanties van elementen in de ster (als deze afwijken van de solaire waarden). Met deze parameters stuurt het programma ISA-wind en MC-wind aan. De resultaten kunnen worden bekeken en geplot. Wij hebben voor het eerst geprobeerd om (met de hulp van Raymond ...) modellen te berekenen die karakteristiek zijn voor metaalloze sterren

5.2 Resultaten

Bij ons onderzoek hebben we de mogelijkheden van het programma Windterface verkend om te kijken of het ons zou kunnen helpen bij het beantwoorden van onze onderzoeksvragen. We zijn hierbij op een aantal problemen in het programma gestuit. Het programma draaide niet goed voor al te hoge massa's. Wij hebben 50 en 100 zonsmassa's geprobeerd en al bij 100 zonsmassa's begon het programma, vooral bij hoge temperaturen (> 70000 K) en lage abundanties ($Z < 0.033$), onrealistische resultaten te geven (bijvoorbeeld $\dot{M} = 10^{24} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$). We hadden er nog voor kunnen kiezen om een nog zwaardere ster alleen bij lage temperaturen te bekijken, maar de focus van ons onderzoek lag op hoofreekssterren, welke bij de gegeven massa's temperaturen van rond de 10^5 K hebben. Bij de serie van 50 zonsmassa's was temperatuur een minder groot probleem.

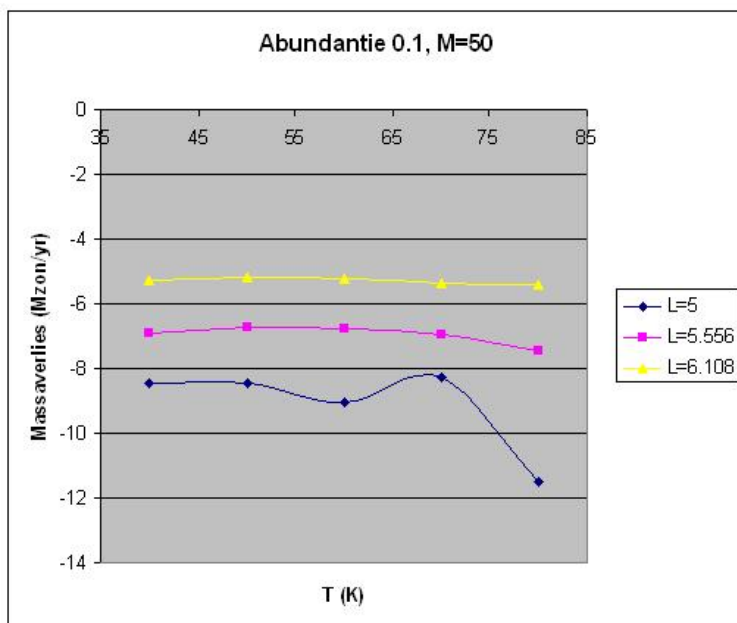
Alleen bij $Z < 0.0033$ kreeg je bij temperaturen $T > 70000$ K vreemde resultaten. Het wijzigen van de lichtkracht bracht geen grote problemen met zich mee, behalve dat bij lagere lichtkracht er relatief veel modellen niet goed naar een realistische \dot{M} convergeerden. Af en toe liepen dan juist de modellen bij lagere temperaturen mis. Hiervoor hebben we geen verklaring.

Om de uitkomsten van de simulaties met Windterface samen te vatten, staan er aan het einde van dit hoofdstuk vier grafieken. Twee grafieken gaan over massaverlies als functie van temperatuur en lichtkracht: figuur 5.1 bij $50 M_{\odot}$ en figuur 5.2 bij $100 M_{\odot}$. Twee andere grafieken geven het verband tussen massaverlies, temperatuur en abundantie: figuur 5.3 bij $50 M_{\odot}$ en figuur 5.4 bij $100 M_{\odot}$.

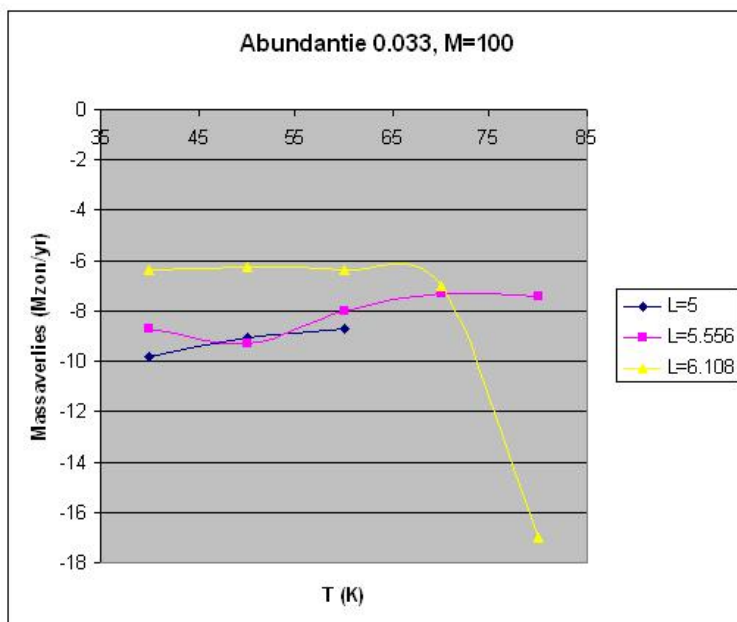
De modellen die wel goed draaiden maakten toch een paar dingen duidelijk. Zoals verwacht neemt het massaverlies af met toenemende metalliciteit. Hoe meer metalen er in een ster zitten, hoe meer lijnen er zijn en dus hoe meer kans je hebt op lijnevents, die weer extra massaverlies veroorzaken. Massaverlies neemt ook af met afnemende lichtkracht, omdat er dan minder fotonen zijn die impuls kunnen overdragen.

Opvallend is dat we bij lagere massa's een sterker massaverlies krijgen. Dit komt doordat sterren met een lagere massa een kleinere potentiaalput hebben, waaruit het gas moet ontsnappen. Bij een ster met een bepaalde lichtkracht en een lage massa zal massa dus makkelijker ontsnappen dan bij een zwaardere ster met dezelfde lichtkracht.

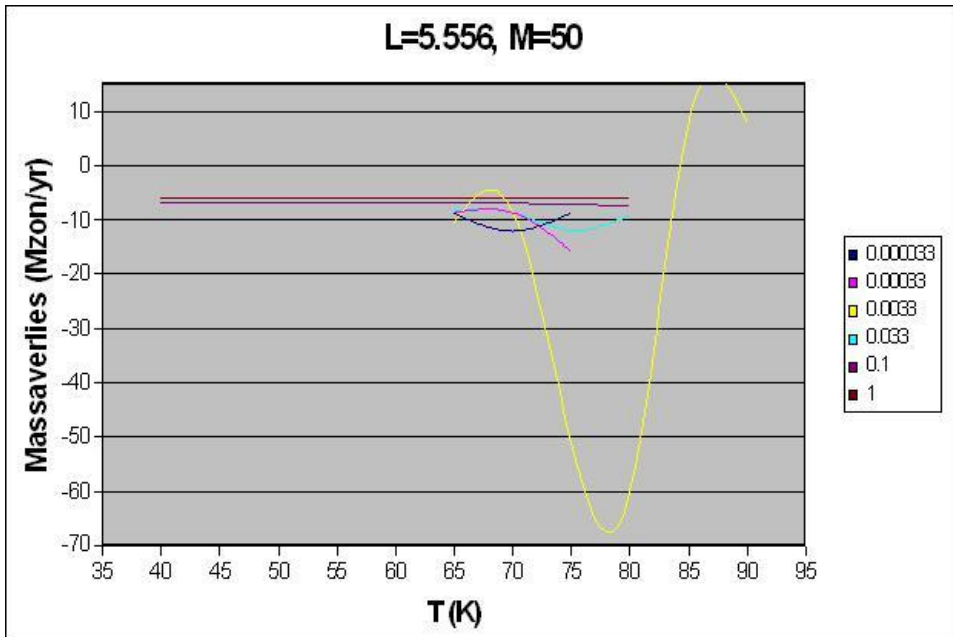
We zien bij een aantal modellen dat het massaverlies afneemt bij hogere temperaturen, vooral bij de modellen met een lagere $Z < 1$. Door het gebrek aan metalen hebben deze sterren alleen een paar waterstof- en heliumlijnen bij relatief lange golflengtes. Bij hogere temperaturen zijn er steeds minder fotonen beschikbaar met golflengtes van die lijnen, zodat er minder lijnevents plaatsvinden. Daardoor wordt er minder massa versneld en is het massaverlies dus lager.



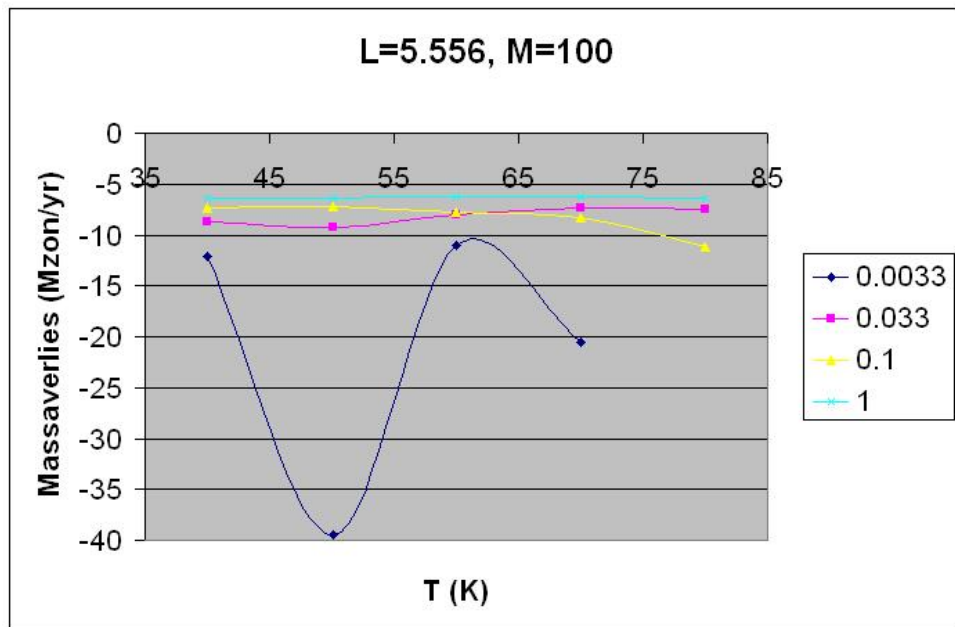
Figuur 5.1: Massaverlies van sterren met een abundantie $Z=0.1$ en een massa $M=50 M_{\odot}$ als functie van lichtkracht en temperatuur.



Figuur 5.2: Massaverlies van sterren met een abundantie $Z=0.033$ en een massa $M=100 M_{\odot}$ als functie van lichtkracht en temperatuur.



Figuur 5.3: Massaverlies van sterren met een lichtkracht $L=5.556 L_{\odot}$ en een massa $M=50 M_{\odot}$ als functie van abundantie en temperatuur.



Figuur 5.4: Massaverlies van sterren met een lichtkracht $L=5.556 L_{\odot}$ en een massa $M=100 M_{\odot}$ als functie van abundantie en temperatuur.

Hoofdstuk 6

Conclusies

In de literatuur hebben we verschillende redenen gevonden waarom de eerste generatie sterren preferentieel zwaarder zou moeten zijn. Samengevat komt het erop neer dat de hogere Jeansmassa leidde tot de vorming van zware sterren in de orde van 60 tot $460 M_{\odot}$. Deze hogere Jeansmassa werd veroorzaakt door de toen hoge temperatuur van de achtergrondstraling ($T \sim 70$ K) en de inefficiënte koeling door gebrek aan metalen in het ISM.

Helaas bleek het met het door ons gebruikte programma niet mogelijk om deze sterren goed te simuleren. Wel kunnen we een paar dingen zeggen over de effecten van verschillende parameters op massaverlies van sterren. Bij onderstaande lijst gaan we er steeds vanuit dat alle overige parameters gelijk blijven.

- Een lagere metalliciteit geeft een lager massaverlies.
- Een lagere temperatuur geeft over het algemeen een hoger massaverlies.
- Een lagere lichtkracht geeft een lager massaverlies.
- Een lagere massa geeft een hoger massaverlies.

Het blijkt dus dat er nog veel onderzoek gedaan zal moeten worden om de eerste generatie sterren succesvol te kunnen simuleren. De verschillende parameters worden langzamerhand steeds beter bepaald, maar het massaverlies is nog steeds een onopgelost probleem.

Bijlage A

De testmodellen

Hieronder de tabel met de gegevens van de teststerren waarvan wij modellen geprobeerd hebben. De modellen zwaarder dan $100 M_{\odot}$ zijn komen te vervallen.

$M^* (M_{\odot})$	$\log(L^*) (L_{\odot})$	$\log(T_{\text{eff}}) (\text{K})$	$\log(T_c) (\text{K})$	Straal (cm)	$g (\text{cm s}^{-2})$
50	5.556	4.925	8.085	1.982×10^9	5.228
100	6.108	4.975	8.109	2.972×10^9	5.177
200	6.574	4.999	*	4.551×10^9	5.108
400	6.984	5.028	*	6.384×10^9	5.115
500	7.106	5.029	*	7.313×10^9	5.094

Bibliografie

- [1] A. Achterberg. *Kosmologie: Van oerknal via niets tot straling en stof*. Epsilon, second edition, 2002.
- [2] R. Barkana and A. Loeb. The photoevaporation of dwarf galaxies during reionization. *ApJ*, 523:54–65, September 1999.
- [3] R. Barkana and A. Loeb. *Gamma-Ray Bursts versus Quasars: Lyman-alpha Signatures of Reionization versus Cosmological Infall*. PhD thesis, Tel Aviv University, 2004.
- [4] V. Bromm. *The first sources of light*. PhD thesis, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, November 2003.
- [5] V. Bromm and C.J. Clarke. The formation of the first globular clusters in dwarf galaxies before the epoch of reionization. *ApJ*, 566:L1–L4, February 2002.
- [6] V. Bromm, P. Coppi, and R. Larson. Forming the first stars in the universe: the fragmentation of primordial gas. *ApJ*, 527:L5–L7, December 1999.
- [7] V. Bromm, P. Coppi, and R. Larson. The formation of the first stars, I. The primordial star-forming cloud. *ApJ*, 546:23–51, January 2002.
- [8] V. Bromm and R. Larson. The first stars. *ARA&A*, 42, 2004.
- [9] V. Bromm and A. Loeb. Formation of the first supermassive black holes. *ApJ*, 596:34–46, October 2003.
- [10] V. Bromm, N. Yoshida, and L. Hernquist. The first supernova explosions in the universe. *ApJ*, 596:L135–L138, October 2003.
- [11] V. Castellani. The peculiar evolutionary behaviour of population III stars. In *The First Stars. Proceedings of the MPA/ESO Workshop held at Garching, Germany, 4-6 August 1999*. Achim Weiss, Tom G. Abel, Vanessa Hill (eds.). Springer., pages 85–+, 2000.
- [12] J.I. Castor, D.C. Abbott, and R.I. Klein. Radiation-driven winds in Of stars. *ApJ*, 195:157–174, January 1975.
- [13] R. Cen. The implications of Wilkinson Microwave Anisotropy Probe observations for population III star formation processes. *ApJ*, 591:L5–L8, July 2003.

- [14] G. Chabrier. Galactic stellar and substellar initial mass function. *PASP*, 115:763–795, July 2003.
- [15] C. Chiosi. Rates of mass loss from O-stars. *A&A*, 93:163–170, January 1981.
- [16] C. Chiosi. Evolution of pop III stars. In *The First Stars. Proceedings of the MPA/ESO Workshop held at Garching, Germany, 4-6 August 1999*. Achim Weiss, Tom G. Abel, Vanessa Hill (eds.). Springer, p.95, pages 95–+, 2000.
- [17] A. Coc, E. Vangioni-Flam, P. Descouvemont, A. Adahchour, and C. Angulo. Updated big bang nucleosynthesis compared with Wilkinson Microwave Anisotropy Probe observations and the abundance of light elements. *ApJ*, 600:544–552, January 2004.
- [18] A. de Koter, S.R. Heap, and I. Hubeny. On the evolutionary phase and mass loss of the Wolf-Rayet-like stars in R136a. *ApJ*, 477:792–+, March 1997.
- [19] M. Dijkstra, Z. Haiman, M.J. Rees, and W.H. Weinberg. *Photoionization Feedback in Low-Mass Galaxies at High Redshift*. PhD thesis, Columbia University, 2004.
- [20] M.F. El Eid, K.J. Fricke, and W.W. Ober. Evolution of massive pregalactic stars. I - Hydrogen and helium burning. II - Nucleosynthesis in pair creation supernovae and pregalactic enrichment. *A&A*, 119:54–68, March 1983.
- [21] A. Ferrara. The positive feedback of population III objects on galaxy formation. *ApJ*, 499:L17+, May 1998.
- [22] R.A.E. Fosbury, M. Villar-Martín, A. Humphrey, M. Lombardi, P. Rosati, D. Stern, R.N. Hook, B.P. Holden, S.A. Stanford, G.K. Squires, M. Rauch, and W.L.W. Sargent. Massive star formation in a gravitationally lensed H II galaxy at $z = 3.357$. *ApJ*, 596:797–809, October 2003.
- [23] D. Galli and F. Palla. The chemistry of the early universe. *A&A*, 335:403–420, July 1998.
- [24] P.M. Garnavich. The discovery of SN 2003dh in the afterglow of GRB 030329. *American Astronomical Society Meeting*, 203:–+, December 2003.
- [25] S.C.O. Glover. and P.W.J.L. Brand. On the photodissociation of H₂ by the first stars. *MNRAS*, 321:385–397, March 2001.
- [26] S.C.O. Glover and P.W.J.L. Brand. Radiative feedback from an early X-ray background. *MNRAS*, 340:210–226, March 2003.
- [27] A. Heger and S.E. Woosley. The nucleosynthetic signature of population III. *ApJ*, 567:532–543, March 2002.
- [28] J. Hjorth, J. Sollerman, P. Møller, J.P.U. Fynbo, S.E. Woosley, C. Kouveliotou, N.R. Tanvir, J. Greiner, M.I. Andersen, A.J. Castro-Tirado, J.M. Castro Cerón, A.S. Fruchter, J. Gorosabel, P. Jakobsson, L. Kaper, S. Klose, N. Masetti, H. Pedersen, K. Pedersen, E. Pian, E. Palazzi, J.E. Rhoads, E. Rol, E.P.J. van den Heuvel, P. M. Vreeswijk, D. Watson, and R.A.M.J.

- Wijers. A very energetic supernova associated with the γ -ray burst of 29 march 2003. *Nature*, 423:847–850, June 2003.
- [29] M. Kaplinghat, M. Chu, Z. Haiman, G.P. Holder, L. Knox, and C. Skordis. Probing the reionization history of the universe using the cosmic microwave background polarization. *ApJ*, 583:24–32, January 2003.
- [30] T. Kitayama, h. Susa, m. Umemura, and S. Ikeuchi. Criteria for the formation of population III objects in the ultraviolet background radiation. *MNRAS*, 326:1353–1366, October 2001.
- [31] J. Klapp. Very massive stars - Evolution with mass loss. I - The hydrogen and helium burning phase. *Ap&SS*, 93:313–345, June 1983.
- [32] E.W. Kolb and M.S. Turner. *The early universe*. Addison-Wesley Publishing Company, 1990.
- [33] P. Kroupa. The initial mass function of stars: Evidence for uniformity in variable systems. *Science*, 295:82–91, January 2002.
- [34] T. Lejeune and D. Schaerer. Database of Geneva stellar evolution tracks and isochrones for (UBV)_J (RI)_C JHKLL'M, HST-WFPC2, Geneva and Washington photometric systems. *A&A*, 366:538–546, February 2001.
- [35] A. Lenorzer. *Near-infrared spectroscopic analysis of hot massive stars*. PhD thesis, Universiteit van Amsterdam, January 2004.
- [36] M. Loewenstein. The contribution of population III to the enrichment of the intracustur medium. *ApJ*, 557:573–577, August 2001.
- [37] M.M. Mac Low and J.M. Shull. Molecular processes and gravitational collapse in intergalactic shocks. *ApJ*, 302:585–589, March 1986.
- [38] M.E. Machacek, G.L. Bryan, and T. Abel. Simulations of pregalactic structure formation with radiative feedback. *ApJ*, 548:509–521, February 2001.
- [39] M.E. Machacek, G.L. Bryan, and T. Abel. Effects of a soft X-ray background on structure formation at high redshift. *MNRAS*, 338:273–286, January 2003.
- [40] P. Madau, A. Ferrara, and M.J. Rees. Early metal enrichment of the intergalactic medium by pregalactic outflows. *ApJ*, 555:92–105, July 2001.
- [41] P. Marigo, C. Chiosi, and R.P. Kudritzki. Zero-metallicity stars. II. Evolution of very massive objects with mass loss. *A&A*, 399:617–630, February 2003.
- [42] P. Marigo, L. Girardi, C. Chiosi, and P.R. Wood. Zero-metallicity stars. I. Evolution at constant mass. *A&A*, 371:152–173, May 2001.
- [43] S.P. Oh. Reionization by hard photons. I. X-rays from the first star clusters. *ApJ*, 553:499–512, June 2001.
- [44] S.P. Oh and Z. Haiman. *Fossil HII Regions: Self-Limiting star formation at high redshift*. PhD thesis, Caltech University, July 2003.

- [45] K. Omukai and F. Palla. Formation of the first stars by accretion. *ApJ*, 589:677–687, June 2003.
- [46] K. Omukai and Y. Yoshii. The mass spectrum of metal-free stars resulting from photodissociation feedback: a schenario for the formation of low-mass population III stars. *ApJ*, 599:746–758, December 2003.
- [47] P.Coles and F.Lucchin. *Cosmology - the Origin and Evolution of Cosmic Structure*. John Wiley and Sons, second edition, 2002.
- [48] H.B. Richer, G.G. Fahlman, R. Buonanno, F. Fusi Pecci, L. Searle, and I.B. Thompson. Globular cluster mass functions. *ApJ*, 381:147–159, November 1991.
- [49] M. Ricotti, N.Y. Gnedin, and J.M. Shull. Feedback from galaxy formation: Production and photodissociation of primordial H₂. *ApJ*, 560:580–591, October 2001.
- [50] M. Ricotti, N.Y. Gnedin, and J.M. Shull. The fate of the first galaxies. I. Self-consistent cosmological simulations with radiative transfer. *ApJ*, 575:33–48, August 2002.
- [51] M. Ricotti, N.Y. Gnedin, and J.M. Shull. The fate of the first galaxies. II. Effects of radiative feedback. *ApJ*, 575:49–67, August 2002.
- [52] D. Romano, M. Tosi, F. Matteucci, and C. Chiappini. Light element evolution resulting from WMAP data. *MNRAS*, 346:295–303, November 2003.
- [53] E.E. Salpeter. The luminosity function and stellar evolution. *ApJ*, 121:161–+, January 1955.
- [54] D. Schaerer. On the properties of massive population III stars and metal-free stellar populations. *A&A*, 382:28–42, January 2002.
- [55] G. Schaller, D. Schaerer, G. Meynet, and A. Maeder. New grids of stellar models from 0.8 to 120 solar masses at $Z = 0.020$ and $Z = 0.001$. *A&AS*, 96:269–331, December 1992.
- [56] R. Schneider, A. Ferrara, P. Natarajan, and K. Omukai. First stars, very massive black holes, and metals. *ApJ*, 571:30–39, May 2002.
- [57] P.R. Shapiro, I.T. Iliev, and A.c. Raga. *Photoevaporation of Cosmological Minihalos during Reionization*. PhD thesis, University of Texas, 2004.
- [58] P.R. Shapiro and H. Kang. Hydrogen molecules and the radiative cooling of pregalactic shocks. *ApJ*, 318:32–65, July 1987.
- [59] N. Smith and J.A. Morse. More observations of the nebula surrounding Eta Carinae. *American Astronomical Society Meeting*, 202:–+, May 2003.
- [60] T.P. Stecher and D.A Williams. Photodestruction of hydrogen molecules in H I regions. *ApJ*, 149:L29+, July 1967.
- [61] C.C. Steidel, M. Pettini, and K.L. Adelberger. Lyman-continuum emission from galaxies at $z \sim 3.4$. *ApJ*, 546:665–671, January 2001.

- [62] H. Susa and M. Umemura. Formation of primordial galaxies under ultra-violet background radiation. *ApJ*, 537:578–588, July 2000.
- [63] K. Tassis, T. Abel, G.L. Bryan, and M.L. Norman. Numerical simulations of high-redshift star formation in dwarf galaxies. *ApJ*, 587:13–24, April 2003.
- [64] H. Umeda and K. Nomoto. Nucleosynthesis of zinc and iron peak elements in population III type II supernovae: comparison with abundances of very metal poor halo stars. *ApJ*, 565:385–404, January 2002.
- [65] H. Umeda and K. Nomoto. First-generation black-hole-forming supernovae and the metal abundance pattern of a very iron-poor star. *Nature*, 422:871–873, April 2003.
- [66] J.S. Vink. *Radiation-driven wind models of massive stars*. PhD thesis, Universiteit van Amsterdam, November 2000.
- [67] L.B.F.M. Waters and C. Waelkens. Herbig Ae/Be stars. *ARA&A*, 36:233–266, 1998.
- [68] S. Weinberg. *Gravitation and cosmology*. John Wiley and Sons, 1972.
- [69] D. Whalen, T. Abel, and M.L. Norman. *Radiation Hydrodynamical Evolution of Primordial H II Regions*. PhD thesis, University of Illinois, March 2004.
- [70] J. Stuart B. Wyithe and A. Loeb. Was the universe reionized by massive metal-free stars? *ApJ*, 588:L69–L72, May 2003.
- [71] M. Zaldarriaga. Polarization of the microwave background in reionized models. *Phys. Rev. D*, 55:1822–1829, February 1997.