

Galakser i det tidlige Univers, I: Lyman–kanten

Johan P.U. Fynbo og Palle Møller, Europæisk Syd Observatorium, Garching, Tyskland.

Vi kender idag til tre fundamentale vekselvirkninger, nemlig den stærke, den elektro-svage (den elektromagnetiske og den svage under et) og den gravitationelle vekselvirkning. Den stærke vekselvirkning binder objekter (baryoner, mesoner og atomkerner) med dimension af størrelsesorden 10^{-15} m. For de største atomkerner er summen af de frastødende elektromagnetiske kræfter mellem protonerne sammenlignelige med summen af de stærke kræfter, fordi den stærke kraft kun har en meget kort rækkevidde. For de mindste objekter bundet sammen af den elektromagnetiske vekselvirkning (atomer) er udstrækningen 100.000 gange større, nemlig ca. 10^{-10} m. Den elektromagnetiske vekselvirkning dominerer strukturer op til af størrelsesorden bjerge på jorden eller små asteroider i rummet, hvorefter den gravitationelle vekselvirkning tager over. Den gravitationelle vekselvirkning er uhyre svag sammenlignet med de andre vekselvirkninger, hvilket afspejler sig i udstrækningen af objekter bundet sammen af denne vekselvirkning. I gravitationens "periodiske system" befinder sig objekter lige fra asteroider med udstrækning af størrelsesorden $\sim 10^4$ m til galaksehobe med udstrækning af størrelsesorden $\sim 10^{23}$ m. For objekter bundet sammen af gravitationen kan man altså ikke på samme måde tale om en karakteristisk størrelsesorden. Vi vil senere komme lidt ind på, hvorfor det er sådan, men den vigtige ting at huske på her er, at for alle skalaer større end asteroider er det gravitationskraften alene der styrer hvad der foregår.

I denne artikel, og en følgende, vil vi forsøge at belyse, hvad vi idag ved om de tidlige stadier af en bestemt slags struktur dannet af gravitationen – *galakser* – objekter med udstrækning af størrelsesordenen $\sim 10^{21}$ m som vores egen Mælkevej (se Fig. 1). Studiet af sådanne objekter er kompliceret af, at vi ikke som for atomkerner og atomer kan studere dem under kontrollerede forhold i laboratoriet, men i stedet med vore teleskoper må studere den elektromagnetiske stråling galakserne udsender.

Dannelsen af Struktur i Universet

En af de absolut mest betydningsfulde videnskabelige opdagelser i det 20. århundrede er Penzias og Wilsons opdagelse af den kosmiske mikrobølge baggrundstråling i 1965. Fra de nyeste observationerne indsamlet med NASAs COsmic Microwave Background Explorer (COBE) ved vi nu, at baryonerne var ekstremt homogent fordelt, da den kosmiske baggrundstråling afkoblede fra de frie elektroner i.f.m. rekombinationen ca. 300.000 år efter Big Bang. Amplituden af tæthedsfluktuationerne (for definitionen se Box

1) i det baryonske stof var på det tidspunkt kun af størrelsesordenen $\delta \approx 3 \times 10^{-5}$, så universet var tæt på at være fuldstændigt homogent. Disse primordiale tæthedsfluktuationer menes at stamme fra kvantefluktuationer i en mikroskopisk del af rummet, der efter en fase med eksponentiel udvidelse (såkaldt inflation) en brøkdel af et sekund efter Big Bang blev til hele det nuværende observerbare univers. En ret vild tanke.



Figur 1. Mælkevejen: en galakse set indefra. Lyset kommer primært fra stjerner i en flad skivefordeling. Skiven roterer med en hastighed på ca. 200 km/s. De mørke områder i skiven er mørke, fordi støv (grafit og silikat forbindelser) absorberer lyset fra stjernerne.

Det er et centralt spørgsmål i moderne astrofysik, hvordan universet udviklede sig fra det meget homogene tidlige stadium til det meget strukturerede stadium idag (idag er $\delta \approx 0.3$ midlet over en skala på ca. 30 Mpc, $1 \text{ Mpc} = 3.086 \times 10^{22}$ m). Meget overordnet betragtet ved vi godt, hvad der er sket: de små tæthedsfluktuationer er under indvirkning af den altid tiltrækkende gravitation vokset og har derved dannet strukturen, vi ser i det lokale univers. Imidlertid er ingen eksisterende teori i stand til at reproducere strukturen i det lokale univers ud fra baryonsk stof alene, givet de små tæthedsfluktuationer 300.000 år efter Big Bang. Fluktuationer i baryonsk stof kan nemlig ikke vokse før stoffet afkobles fra den elektromagnetiske stråling, d.v.s. før rekombinationen. Dette problem forsvinder, hvis man i simuleringen inkluderer dissipationssløst, *mørkt stof*. Fluktuationer i det mørke (d.v.s. ikke elektromagnetisk vekselvirkende) stof har længere tid til at vokse, fordi det ikke er koblet til strålingen. Med andre ord er den lille amplitude af fluktuationerne i den kosmiske baggrundstråling endnu et indicium for, at langt størstedelen - måske 90% - af massen i universet må være i form af mørkt, endnu ukendt stof.

En af grundene til, at strukturer dannet af gravitationskraften ikke har en karakteristisk størrelsesorden, men snarere er karakteriseret ved en bred fordeling af længdeskalaer, er at power-spektret af primordiale

tæthedsperturbationer er en potens-lov (se [1] og Box 1). Potens-love har ikke karakteristiske skalaer.

Box 1. Tæthedsfluktuationer

I et givet punkt i rummet er tæthedsfluktuationen δ defineret som den relative afvigelse af masse-tætheden ρ fra middel masse-tætheden ρ_{middel}

$$\delta \equiv \frac{\Delta\rho}{\rho_{\text{middel}}},$$

Fordelingen af tæthedsfluktuationer på forskellige længdeskalaer λ (dimension længde) specificeres oftes i form af det såkaldte *power spektrum*

$$P(k) = |\delta_k|^2,$$

hvor bølgetallet k (dimension invers længde) er $\frac{2\pi}{\lambda}$ og δ_k er Fourier transformationen af tæthedsfluktuationerne :

$$\delta_k \propto \int \delta(\vec{x}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x}) d^3x.$$

Inflationsteorien forudsiger i sin simpleste form, at tæthedsfluktuationerne skyldes kvantefluktuationer i en mikroskopisk del af universet, der efter inflationen blev til hele vores makroskopiske univers. Endvidere forudsiger teorien, at power spektret er en potens lov :

$$P(k) \propto k^n,$$

hvor $n \approx 1$. Dette passer fint med COBEs observationer af baggrundstrålingen.

For at undersøge, hvordan universet udviklede sig fra det ekstremt homogene stadium tidligt til det mere strukturerede i dag, studerer man det meget fjerne univers. Fordi lyset kun har en endelig udbredelse-shastighed på ca. 300.000 km/s, så ser vi altid astronomiske objekter som de var engang i fortiden. Solen ser vi som den var for 8 minutter siden. Det lys vi i dag modtager fra den nærmeste store galakse, Andromeda galaksen, blev udsendt for ca. 2 millioner år siden, da vore forfædre trådte deres første skridt på to ben. For de fjerneste objekter man i dag kender, har lyset været undervejs i mere end 90% af den tid, ca. 15 milliarder år, der er gået siden Big Bang. Med andre ord kan vi i dag "se" langt størstedelen af den synlige univers historie, men naturligvis langt fra med samme detalje til alle tider.

Rødforskydning og afstand

Før vi beskriver, hvad vi idag ved om galakserne i det tidlige univers vil vi kort beskrive sammenhængene mellem rødforskydning, og afstand. Det er efterhånden

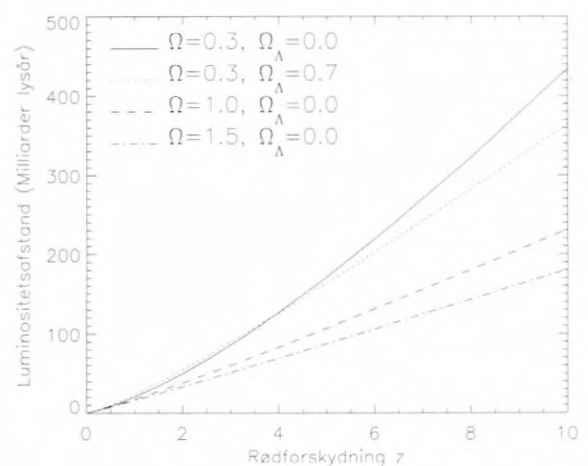
velkendt, at universet udvider sig. Dette blev opdaget omkring 1930 [2] (få år efter erkendelsen af, at de andre spiraltåger er eksterne galakser som Mælkevejen [3]). Man fandt da, at spektrallinjerne i galakserne systematisk var forskudt mod den røde ende af spektret. Denne *rødforskydning* tolkede man som et Dopplerskift, der skyldtes, at galakserne bevæger sig bort fra jorden. Hubble fandt, at der var en proportionalitet mellem denne tilsyneladende hastighed bort fra jorden v (målt via rødforskydningen af spektrallinjer) og afstanden d til objektet

$$v = H_0 \times d, \quad (1)$$

Denne proportionalitet kaldes nu Hubble-loven og H_0 kaldes Hubble-konstanten. Værdien af H_0 har været genstand for intens debat i årtier p.g.a. store problemer forbundet med at måle afstande til galakserne, men der synes nu at være enighed om en værdi på 65 ± 10 km s⁻¹ Mpc⁻¹ (hvilket er ca. en faktor 10 mindre end den værdi Hubble selv fandt.) Denne såkaldte Hubble-lov gælder kun lokalt, d.v.s. for "små" værdier af d (≤ 100 Mpc). I stedet for at tænke på rødforskydningen som et Dopplerskift kan man betragte det på følgende måde. I den tid, der er gået siden lyset blev udsendt fra en galakse til det observeres på jorden, har universet udvidet sig. Den faktor universet har udvidet sig langs en dimension er givet ved $1+z$. Bølgelængden af lyset er forøget med den samme faktor, d.v.s.

$$\lambda_{\text{observeret}} = (1+z) \times \lambda_{\text{udsendt}} \quad (2)$$

Den observerede bølgelængde er altså forskudt mod den røde ende af spektret, hvorfor z kaldes *rødforskydningen*. Generelt er der en kompliceret sammenhæng mellem z og d som afhænger af de kræfter, der bestemmer universets dynamik (Box 2), og Hubble-loven kan betragtes som en 1. ordens rækkeudvikling af denne generelle sammenhæng. Figur 2 viser den såkaldte luminositets afstand som funktion af z for forskellige værdier af de fundamentale parametre Ω_m



Figur 2. Sammenhængen mellem afstand og rødforskydning for forskellige værdier af Ω_m og Ω_Λ

og Ω_Λ (relateret til hhv. universets middelmassetæthed og den kosmologiske konstant, Box 2).

Lyman-kanten

Scenen er nu sat for at beskrive, hvad vi idag ved om galakser i det tidlige univers. For 10 år siden var kvasarer og radio galakser de eneste objekter man kendte til ved rødforskydninger $z \geq 1$. Disse objekter er ekstremt lysstærke objekter for hvilke den elektromagnetiske udstråling er domineret af bidraget fra området omkring et centralt, massivt (10^7 – $10^9 M_\odot$, $1 M_\odot = \text{solens masse} = 1.989 \times 10^{30} \text{ kg}$) sort hul. Studiet af sådanne objekter fortæller derfor ikke direkte noget om naturen af *typiske* galakser i det tidlige univers.

Det store gennembrud kom i starten af 90'erne med den såkaldte Lyman-kant (eng. Lyman-break) metode til at finde stjernedannende galakser ved høje rødforskydninger [5,6]. Lyman-kant metoden er baseret på det simple faktum, at fotoner med bølgelængde $\lambda < 91.2 \text{ nm}$ har mere energi end 13.6 eV og dermed er i stand til at ionisere brint. Da der er store mængder brint både i selve galaksen og langs synslinien fra galaksen til jorden, så vil stort set alle fotoner med $\lambda < 91.2 \text{ nm}$ blive absorberet enten i selve galaksen eller langs synslinien til jorden. Derfor har spektre af stjernedannende galakser en stærk diskontinuitet, kaldet lyman-kanten, ved $\lambda = 91.2 \text{ nm}$. For overhovedet at have flux i denne (ultraviolette) del af spektret må galaksen være aktivt stjernedannende. UV-fotonerne stammer nemlig fra meget varme, tunge og kort-livede stjerner.

Når en stjernedannende galakse observeres ved rødforskydningen z , så vil man observere Lyman-kanten ved $\lambda = 91.2 \times (1+z) \text{ nm}$. For rødforskydninger ≥ 3 vil Lyman-kanten derfor falde i den del af spektret vi kan observere med optiske teleskoper (kaldet den optiske del af det elektromagnetiske spektrum). For at detektere sådanne galakser optager man dybe billeder i tre optiske filtre, kaldet U , G og R , der er transperante for lys i afgangsejede dele af hhv. den ultraviolette, grønne og røde del af det elektromagnetiske spektrum (se Figur 3). Lyman-kant galakserne (som de nu kaldes) kan så relativt nemt identificeres som objekter, der er klare i G og R filterne, men meget svagere i U filteret. G - R farven (defineret som forholdet mellem fluxen målt i G og R filtrene) bruges til at frasortere kolde stjerner og lavrødforskydnings elliptiske galakser som også vil være svage i U filteret. Lyman-kant galakser har en "grøn" G - R farve, mens kolde stjerner og elliptiske galakser har en "rød" G - R farve.

Siden starten af 90'erne har en gruppe af astronomer, anført af Charles Steidel fra CalTech og Max Pettini fra det Astronomiske Institut i Cambridge, brugt denne metode til at detektere Lyman-kant galakser med rødforskydninger i området $z=2.5$ – 4.5 . I skrivende stund kender man omkring 1000 Lyman-kant galakser.

Egenskaberne af Lyman-kant galakser er efterhånden velbestemte. De har stjernedannelsesrater i området 10–300 $M_\odot$ per år. Til sammenligning har galakser som Mælkevejen idag stjernedannelsesrater i området 1–10 $M_\odot$ per år, så Lyman-kant galakser er

Box 2. Afstand

Den generelle sammenhæng mellem afstanden d og rødforskydningen z er kompliceret. Primært er der mere end en måde at definere afstanden d på i et ekspanderende univers. Man definerer den såkaldte luminositetsafstand ud fra den sammenhæng mellem den observerede flux f og den udsendte luminositet L , der gælder i et fladt univers, nemlig

$$f = \frac{L}{4\pi d^2}$$

Sammenhængen mellem d og z er bestemt af flere parametre. Jo mere masse, der er i universet, jo mere vil universets udvidelse blive decelereret. Hvis middelmassefylden ρ_{middel} er større end en kritisk værdi ρ_{kritisk} , så vil universet på et tidspunkt standse sin ekspansion og påbegynde en kontraktion. Parameteren

$$\Omega_m = \frac{\rho_{\text{middel}}}{\rho_{\text{kritisk}}}$$

er derfor vigtig. Hvis der endvidere er en kosmologisk konstant (et emne som fortjener en selvstændig artikel i KVANT og som vi ikke kan komme nærmere ind på her og nu), så vil den kunne få universets ekspansion til at accelerere. Bidraget fra den kosmologiske konstant til energitætheden i universet betegnes Ω_Λ . Afstanden d er nu givet ved udtrykket [4] :

$$d = (1+z) \times \begin{cases} \mathcal{R} \sin(r/\mathcal{R}) & \text{for } 1/\mathcal{R}^2 > 0 \\ r & \text{for } 1/\mathcal{R}^2 = 0, \\ \mathcal{R} \sinh(r/\mathcal{R}) & \text{for } 1/\mathcal{R}^2 < 0 \end{cases}$$

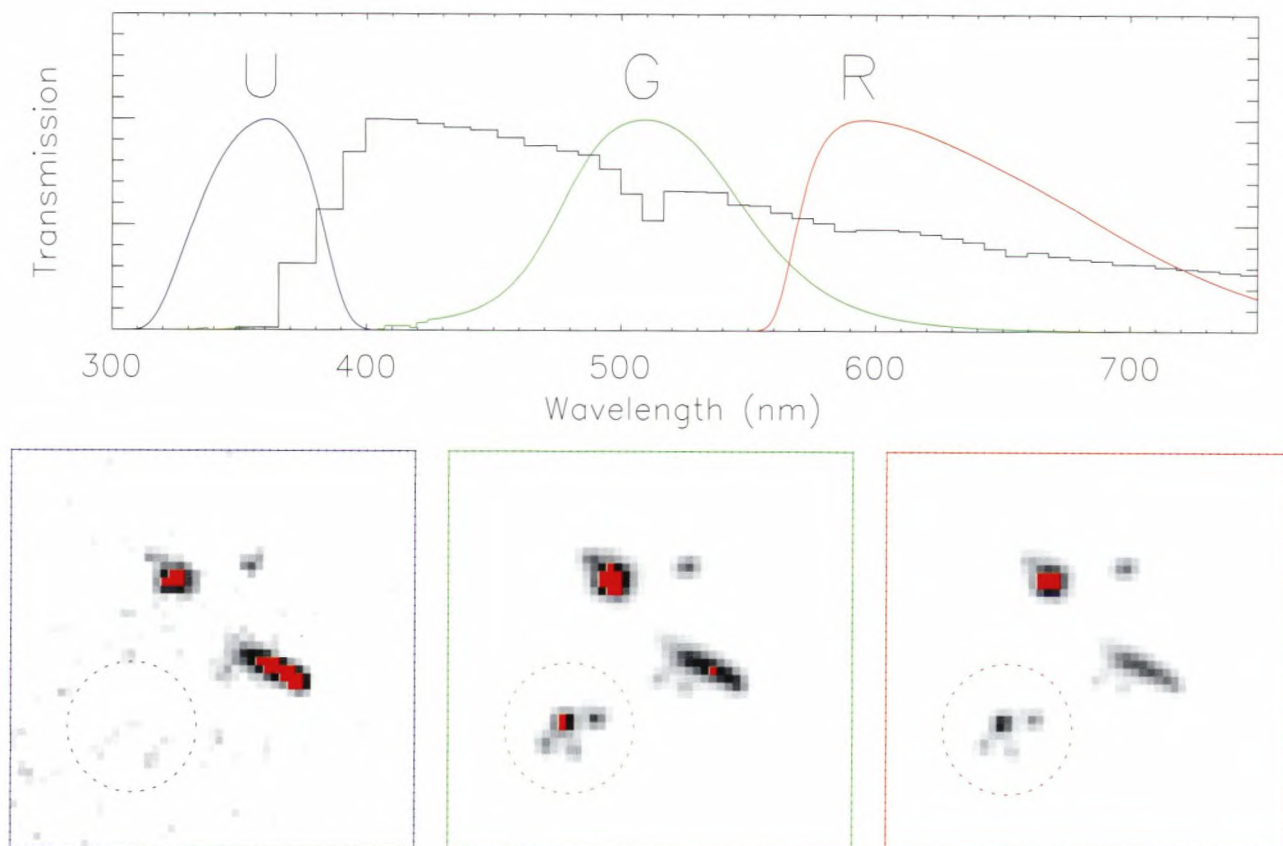
hvor universets krumningsradius $\mathcal{R}$ er givet ved

$$\frac{1}{\mathcal{R}^2} = \frac{\Omega_m + \Omega_\Lambda - 1}{c^2/H_0^2}.$$

og den radiale koordinat r er givet ved

$$r = \frac{c}{H_0} \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{(1+z)^2(\Omega_m z + 1) - \Omega_\Lambda z(z+2)}}$$

De p.t. mest populære værdier af de vigtige parametre er $\Omega_m=0.3$ og $\Omega_\Lambda=0.7$.



Figur 3. Lyman-kant galakser. Øverst ses responskurverne for *U*, *G* og *R* filtrene plottet sammen med et modelspektrum for en stjernedannende galakse ved en rødforskydning på $z = 3.2$. De tre nederste figurer viser (fra venstre mod højre) *U*, *G* og *R* billeder af tre galakser, hvoraf en (i cirklen) er en Lyman-kant galakse med en rødforskydning på $z = 3.2$. Som det ses er galaksen synlig i *G* og *R* billederne, men helt usynlig i *U* billedet.

meget kraftigt stjernedannende. Dette er ikke overraskende, da Lyman-kant metoden som nævnt per design udvælger stjernedannende galakser, og med den nuværende teknologi er man kun i stand til at detektere de allermest lysstærke galakser i det tidlige univers. Et eksempel på en Lyman-kant galakse observeret i *U*, *G* og *R* kan ses i Figur 3.

Identifikation af et stort antal Lyman-kant galakser ved høj rødforskydning giver os forhåbning om, at vi omsider kan lukke det svælg i vores forståelse af universets udvikling som eksisterer imellem den tid da mikrobølge baggrundstrålingen blev udsendt, og det tidspunkt hvor vi ser de første stjernedannende systemer. Men, og der er et stort men, den metode man har defineret til at søge efter disse objekter er meget restriktiv. Det har som effekt at man altid kun finder objekter som har præcis de egenskaber man leder efter. Dette er en nødvendig fremgangsmåde på nuværende tidspunkt fordi disse objekter ligger lige på grænsen af hvad det er muligt at finde, men det betyder at vi med stor sandsynlighed lige nu har et temmelig skævt billede af hvad der faktisk sker. Spørgsmålet er om disse Lyman-kant galakser virkelig er de første trin til galaksedannelse. Er det dem der starter processen, eller er der andre min-

dre og svagere strukturer som påbegynder en tidligere vigtig process?

Man kan opsummere situationen således: Problemerne som høj rødforskydnings astronomien altid står overfor er:

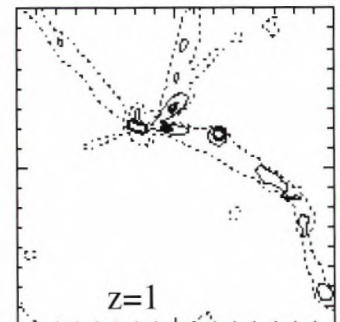
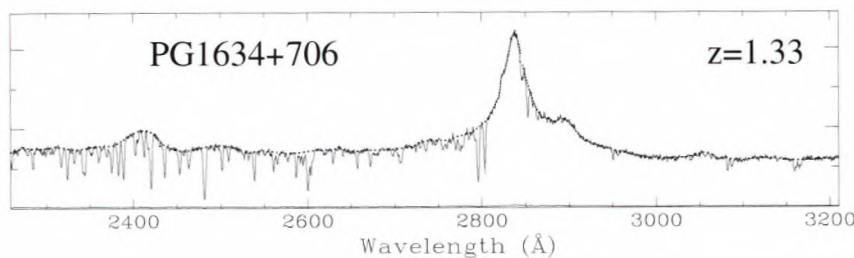
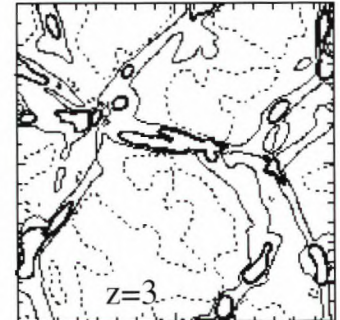
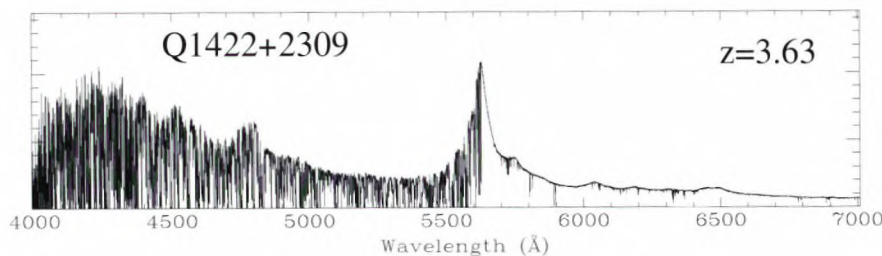
1. Man kan ikke finde et objekt før det begynder at lyse kraftigt nok til at man kan observere det med eksisterende teleskoper. Dette giver en skævhed mod altid kun at finde de største og klareste (og sikkert også mest atypiske) objekter.
2. Man kan *kun* se det lysende stof, hvilket er en meget meget lille brøkdel af universets masse. Gennem det meste af universets historie styres alle de vigtige processer, via gravitationen, af det mørke stof og af gassen.

Spørgsmålet er nu: Er det muligt at finde metoder til at afgøre hvordan, ved alle rødforskydninger, det lysende stof kobler til gassen og til det mørke stof? Heldigvis er svaret ja, men de observationer der skal gennemføres, og de efterfølgende analyser er ikke simple.

Hvad kvasarer kan bruges til

Som nævnt tidligere er kvasarer ekstremt lysstærke objekter. Derfor kan man relativt nemt detektere kvasarer selv ved meget store rødforskydninger. Rekordholderen er en kvasar, der blev fundet 13. april i år. Denne kvasar har en rødforskydning på $z = 5.82$, hvilket gør den til det fjerneste kendte objekt i universet (men næppe længe. Se [7] for flere detaljer). De fleste kvasarer har rødforskydning mellem 2 og 3.

Hvor kvasarer naturligvis er interessante objekter der kan studeres for at forstå deres egen placering i universets udvikling, så er det ikke desto mindre et faktum, at de har langt større betydning i form af at være neutrale sonder, der gør det muligt for os at studere fordelingen af gas i store sektioner af universet. Man kan nemlig bruge kvasarer til at studere objekter, der befinder sig langs synslinien fra jorden til kvasaren og som derfor *absorberer* noget af lyset fra kvasaren.



Figur 4. Spektre af kvasarerne Q1422+2309 og PG1634+706 (fra [8]).

Figur 4 viser spektrene af kvasarene Q1422+2309 og PG1634+706, der har rødforskydning på $z=3.63$ hhv. $z=1.33$. Begge kvasarer har en kraftig, bred emissionlinie. For Q1422+2309 har linien en bølgelængde på ca. 5630 Å ($1 \text{ Å} = 0.1 \text{ nm}$), mens den for PG1634+706 har en bølgelængde på ca. 2830 Å. Denne linie skyldes den rødforskudte Lyman- α emission ($\lambda = 1216 \text{ Å}$) fra ioniseret brint tæt på det sorte hul. På venstre side af Lyman- α emissionslinien er der en skov af absorptionslinier, særligt udpræget i spektret af Q1422+2309. Disse absorptionslinier skyldes, for langt størstedelens vedkommende, Lyman- α absorption af lyset fra kvasaren forårsaget af brintskyer, der befinder sig ved rødforskydninger $0 < z < z_{\text{kvasar}}$, d.v.s. langs sigtelinien fra jorden til kvasaren. Området på den blå side af kvasarens Lyman- α emissionslinie kaldes af denne grund Lyman- α -skoven [8,9].

Studiet af Lyman- α -skoven er en yderst givtig metode til at studere, hvordan universet er blevet mere og mere struktureret med tiden. En af grundene til, at

der er langt flere absorptionslinier i Lyman- α -skoven i spektret af Q1422+2309 end i spektret af PG1634+706 er, at universet var 8 gange tættere ved $z = 3$ end ved $z = 1$. Hovedårsagen er imidlertid, at gassen har udviklet sig i den tid, der er gået fra $z = 3$ til $z = 1$. Dels klumper gassen sig mere og mere sammen under indflydelse af gravitationen der er den kraft der dominerer på kosmologiens størrelsesskalaer, dels ioniseres gassen.

Denne udvikling kan nu modelleres i detaljer via computersimuleringer. Udviklingen indenfor computerteknologien i de seneste 10 år har løftet computersimuleringer af denne art fra spekulationer der blev mødt med stor skepsis, til et vigtigt stykke værktøj for kosmologien. De seneste computersimuleringer benytter hydrodynamiske simuleringer der inkluderer det mørke stof, gas og ionisation af gassen p.g.a. den elektromagnetiske stråling fra stjerner og kvasarer. De to figurer til højre for spektrene i Figur 4 viser hydrodynamiske simuleringer af, hvordan det neutrale brint er fordelt ved $z = 3$ og $z = 1$. Figurene viser konturer for

søjletæthed af brint (antal brintatomer per arealenhed) for et med ekspansionen følgende volumen af universet. Sidelængden ved $z=1$ er altså 2 gange større end ved $z=3$ i fysiske koordinater, så effekten af universets udvidelse er taget ud af sammenligningen. Heraf kan man se, at brintet både ved $z = 3$ og $z = 1$ primært er fordelt langs filamenter og at gassen ved $z = 1$ har samlet sig mere om filamenterne end ved $z = 3$. Man ser yderligere, at også *inde i* filamenterne har gassen ved $z = 1$ samlet sig i mere kompakte klumper.

Fra simuleringerne ved vi således hvordan gassen er koblet til det mørke stof. Simuleringer er imidlertid ikke i stand til at afgøre hvor og hvornår stjerner dannes. Det bedste de kan gøre er på en ret kvalitativ måde sige at galakser for det meste nok dannes hvor gastætheden kommer over en given grænse. For at finde ud af hvorledes lyset (dvs. stjerner og galakser) kobler til gassen og det mørke stof, bliver vi nødt til at finde nogle af de lysende objekter der "ejer" gassen vi ser som absorberende skyer foran kvasarerne. Især ville vi gerne finde de objekter der ejer de tætteste gasskyer, fordi det er der vi forventer at finde stjernedannelse. Dette ville synes, ved første øjekast, at være et overkommeligt projekt. Vi ved jo temmelig præcist hvor de er, så det er blot at kigge efter dem. Imidlertid er problemet at de med stor sandsynlighed er meget svagt lysende, og meget små. Vi ønsker altså at lede efter nogle meget svage objekter, ved meget høj rødforskydning, og disse svage objekter ligger klods op ad kvasarer som er de kraftigst lysende objekter i universet. Dette er klart et

job som kun kan udføres med de bedste teleskoper i verden. Det første objekt af den art blev fundet i 1993 [10], og til dato er kun 3 blevet identificeret (for et nyligt resume se feks. [11]).

Hubble rumteleskopet og det nyeste Europæiske 16 m VLT teleskop er nødvendige for at kunne gøre sig håb om at gøre signifikante fremskridt indenfor dette felt. I den næste artikel i denne serie vil vi afsløre nogle af de allernyeste resultater opnået med netop disse to instrumenter.

Referencer:

- [1] se f.eks. Kolb og Turner, *The Early Universe*, Wiley.
- [2] E. Hubble og M.L. Humason, *Astrophysical Journal* **74** (1931) 43.
- [3] E. Hubble, *Astrophysical Journal* **63** (1926) 236.
- [4] se f.eks. Longair M., 1998, *Galaxy Formation*, Springer.
- [5] C. C. Steidel, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **96** (1999) 4232. www.pnas.org/cgi/content/full/96/8/4232.
- [6] M. Pettini, *ASP Conference Series* **48** (1998) 67.
- [7] www.sdss.org/news/releases/20000413.qso.html.
- [8] J. C. Charlton og C. W. Churchill, 2000, *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, MacMillan and the Institute of Physics Publishing.
- [9] M. Rauch, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **36** (1998) 267.
- [10] P. Møller, S.J. Warren, *Astronomy & Astrophysics* **270** (1993) 43.
- [11] J. U. Fynbo, PhD afhandling astro.ifa.au.dk/~jfynbo/publications.html#thesis.

KVANT-nyheder

Fortsat fra side 21

Er disse eksotiske ioner de foreslåede elektron-boble elektrinoer? Eller blot ioner der stammer fra urenheder i heliumet?

Flydende helium eksperter er uenige om, hvordan teorien og de gamle forsøgsdata skal fortolkes og vil lave nye forsøg. Perspektiverne er store, hvis elektronen virkelig kan bryde i stykker må vi se på den gamle kending i et helt nyt lys.

Kilde: Science News 30. september 2000, www.sciencenews.org/20000930/note3ref.asp
newton.ex.ac.uk/aip/physnews.501.html#1
www.physics.brown.edu/Users/faculty/maris/maris.htm

Ørsted målinger i verdensklasse

Ørsted-satellitten har nu målt på Jordens magnetfelt gennem 1 1/2 år og resultaterne har givet geofysikerne en ny og avanceret model af Jordens magnetfelt. Modellen kom på forsiden af "Geophysical Research Letters" i midten af november hvilket placerer de danske forskere helt i front i den geomagnetiske disciplin. Der står 27 forskere bag arbejdet med den videnskabelige kortlægning af magnetfeltet og netop denne kortlægning prioriteres højt internationalt. Da Jordens magnetfelt beskytter mod skadelig stråling fra verdensrummet,

er det specielt interessant for flyrejsende, søfarere og polarekspeditioner at vide hvilke områder magnetfeltet er svagest i. Visse steder er magnetfeltet aftaget med 10% siden "Magsat" kortlagde magnetfeltet i 1979. Der sidder en videreudvikling af de danske Ørsted-instrumenter på den argentinske "Ørsted-2" satellit som opsendes 18. november.

Kilde: Pressemeddelelse DSRI 14. november.

Verdens laveste temperatur: 10^{-10} K

Danske og finske forskere har opnået de laveste temperaturer nogensinde. Resultatet findes i en Ph.d. afhandling af Tauno A. Knuuttila på Helsinki University of Technology. De rekordlave temperaturer blev opnået i en prøve af metallet rhodium, som blev kølet til 100 pK (picoKelvin). Dette svarer til 0,0000000001 grader over det absolutte nulpunkt, -273.16°C , som aldrig helt kan opnås, om end man kan komme tættere og tættere på. Den tidligere verdensrekord blev sat i Helsinki i 1993 og lød på 280 pK.

Det forskerteam, der har rapporteret verdensrekorden bestod af Kim Lefmann, Forskningscenter Risø, og Finn Berg Rasmussen, Københavns Universitet, samt fire finske forskere fra Low Temperature Laboratory i Helsinki.

Kilde: RISØ, 24. november, www.risoe.dk/press/