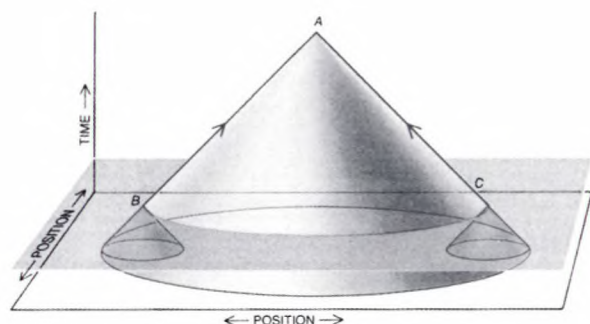


Den kosmologiske standardmodels problemer

Kay Akselbo



Figur 1. Horisontproblemet: Sættes lyshastigheden $c = 1$, afbildes lysstråler i dette tredimensionale tid-rum ved rette linier med 45 graders hældning. Iagttagere kan altså kun modtage signaler fra områder indenfor deres "horisont", dvs. lyskeglen under dem. Det store brag tænkes begyndt på forskellige steder til tiden nul (den nederste vandrette plan), og baggrundsstrålingen at være frigjort nogen tid senere (den grå plan). Problemet er nu, at den stråling, som vi i A modtager fra modsatte retninger (områderne B og C) har samme temperatur, skønt B og C jo ligger langt udenfor hinandens horisont og således ikke synes at kunne være synkroniseret.

Referat

Standardmodellen fremkommer ved løsning af Einsteins feltligninger med det kosmologiske princip, dvs. den universelle isotropi, som betingelse. Dens problemer skyldes, at man herunder anvender absolut tid. Dette kan kun undgås ved en sådan revidering eller "renormalisering" af feltligningerne, at disse selv omfattes af isotropien, som da er principiel. Gravitation er så det anisotropifelt, som ved lokal anisotropi opretholder universets globale isotropi, og ligningernes eneste kosmologiske løsning er en model, hvori ekspansionen er en jævn bevægelse. Den reviderede model har ikke den hidtidige standardmodels problemer.

Standardmodellen

Ved "Standardmodellen" forstås "Big-Bang"-modellen; altså det univers, som tænkes opstået ved det store brag for måske 15 milliarder år siden. Her behandles fortrinsvis den del af den, som vedrører universets geometrodynamiske struktur. Skønt modellen på mange måder er ret tilfredsstillende, og som bekendt har vundet stor tiltro, er den behæftet med mange fundamentale problemer, som fx følgende:

Horisontproblemet

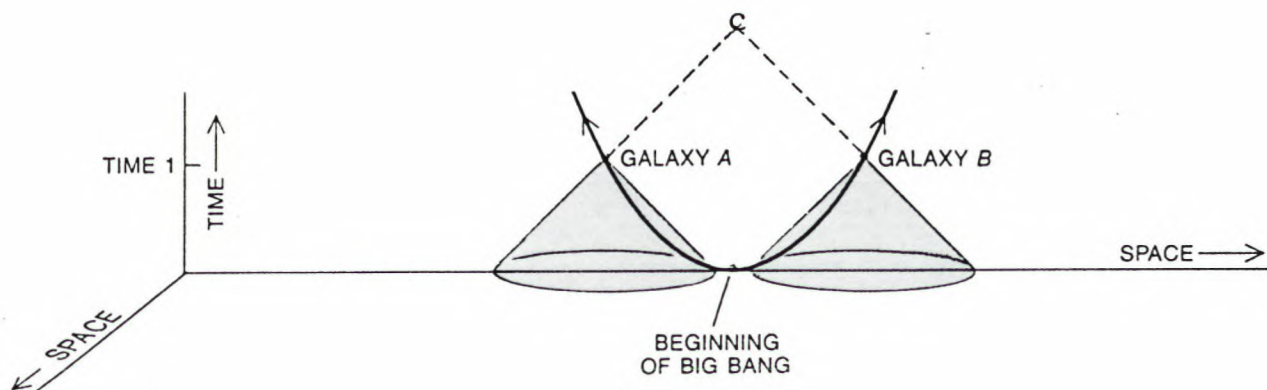
I overensstemmelse med "Det kosmologiske princip" er universet i stor ("kosmologisk") målestok ens overalt i alle retninger. Specielt er temperaturen af den kosmiske baggrundsstråling den samme, og der må derfor være udvekslet information imellem alle områder. Dette kan ikke ske med hastigheder større end lysets, og problemet opstår dels ud fra en forestilling om, at det store brag kunne have fundet sted på forskellige steder og tidspunkter; og dels en forestilling om, at rummets ekspansion skulle kunne være så hurtig, at lyset ikke har kunnet følge med (figur 1 og 2). Områder, der således ikke har kunnet nå at meddele sig til hinanden, siges at ligge udenfor hinandens horisont.

Fladhedsproblemet

Antager man, at universet ved sin "selvgravitation" virker nedbremsende på sin egen ekspansion, vil dennes hastighed aftage desto stærkere, jo større universets masse-tæthed (energitæthed) er. Hvis ekspansionshastigheden netop er lig med frigørelses-hastigheden, kaldes tætheden "kritisk". Dette svarer i relativitetsteorien til, at rummet er "fladt" (dvs. det har krumningen $k = 0$ og er altså euklidisk). Ved underkritisk tæthed er krumningen negativ ($k = -1$: universet er "åbent") og ved overkritisk tæthed positiv ($k = +1$: universet er "lukket"). I sidstnævnte tilfælde går ekspansionen i stå, og universet styrter sammen. Der er her tale om de 3 Friedmannske standardmodeller, som udledes af "Friedmanns ligning"^{1,2}. Observationer, æstetiske og teoretiske overvejelser kunne lade formode, at rummet var fladt, men hvis tætheden skal være kritisk, mangler der over 90% af den nødvendige masse. Dette er iøvrigt tæt nok på den kritiske tæthed til, at afvigelsen fra denne (og altså også fra en øjeblikkelig sammenstyrtning) umiddelbart efter det store brag nærmest har været vilkårligt lille uden dog at være nul, hvilket indebærer den selvmodsigelse, at sandsynligheden for at ramme den kritiske tæthed nøjagtigt har været vilkårligt tæt på 1 uden dog at være 1!

Glathedsproblemet

De stærkt nedkølede rester af den varme kosmiske baggrundsstråling, som frigjordes, da stof og stråling i det tidlige univers kobledes fri af hinanden ved afkølingen, er isotrope i så høj grad, at man ikke hidtil har kunnet finde afvigelser fra en temperatur på 2.74 K. Man forstår ikke, hvordan der har kunnet dannes "buler" i "glatheden" som galakser, uden at isotropien er ødelagt. I områder med større tæthed end gennemsnittet, vil gravitationen nemlig stjæle energi fra den udadgående stråling, som derfor må forekomme relativt kold. Tilsvarende må områder med



Figur 2. Horisontproblemet: Rummets ekspansion er her vist ved de to galakser A og B, der fjerner sig fra hinanden med en aftagende hastighed, som i begyndelsen synes at være større end lyshastigheden. Da deres lyskegler først senere overlapper, kan de endnu ikke have modtaget information fra hinanden, men lyset fra dem, som når iagttageren i C, har samme temperatur.

lavere tæthed forekomme varmere. Skal galaksedannelsen imidlertid kunne komme i gang, må der i det mindste have været en struktur af kvantefluktuationer i starten, men på grund af strålingens bombardement af stoffet, kan gravitationen først få en virkning efter frikoblingen, og skal fluktuationerne derefter ved lokal gravitation danne proto-galakser uden at forstyrre isotropien, skal det ske så langsomt, at vore dages galakser ikke ville være dannet endnu. Det kunne derfor antages, at der enten måtte eksistere en eller anden form for stof, som kan præstere lokale sammentrækninger ved gravitation tidligere end normalt stof, eller at gravitation ikke er den eneste mekanisme, der kan føre til galaksedannelse.

Foranlediget af sådanne problemer opsendtes i 1989 COBE-satellitten (Cosmic Background Explorer) med to hovedformål. For det første ønskede man at få bekræftet baggrundsstrålingens natur som sortlegemestråling, idet man forudsætter en sådan ved den teoretiske behandling af universets udvikling. For det andet håbede man endeligt at finde sådanne afvigelser i baggrundsstrålingens isotropi, at en begyndende galaksedannelse ved gravitationel sammentrækning i det mindste var sandsynliggjort.

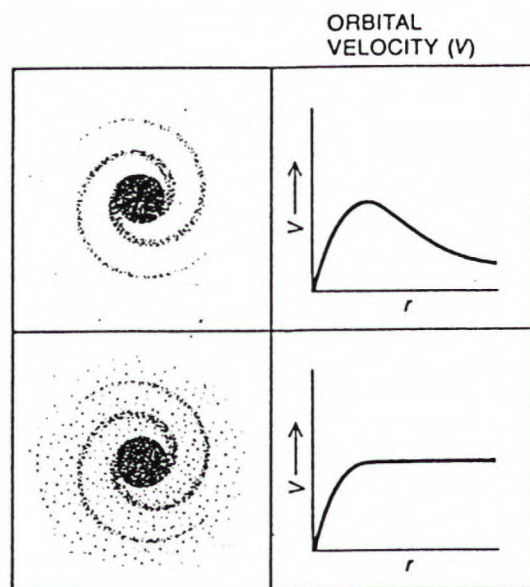
Den første opgave løstes i 1991 til fuldkommenhed, idet den målte "Planck-kurve" for temperaturen 2,74 K var som fotograferet i en lærebog.

Eftersøgningen efter temperaturforskelle viste i 1992 så utroligt små ujævnheder som 10^{-5} K i gennemsnitsstrålingens 2,74 K (figur 6). Om dette kan fortolkes som begyndende galaksedannelse diskuteres stadig.

Problemet med det mørke stof

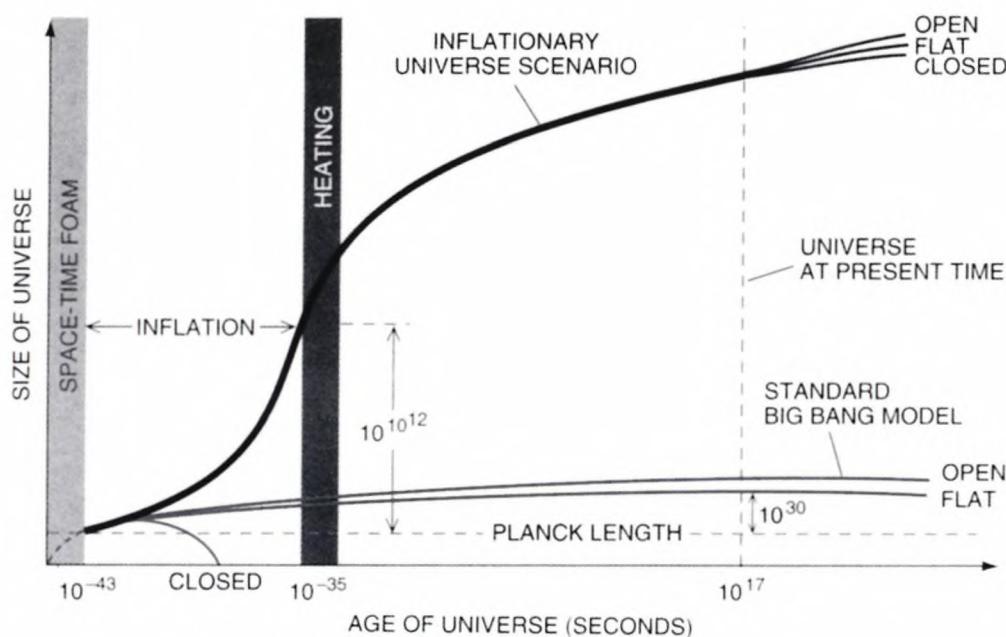
Den ovenfor omtalte manglende masse kan ikke bestå af almindeligt (baryonisk) stof, da det dels ville resultere i en nukleosyntese dvs. produktion af lette elementer som deuterium, lithium og helium ved det store brag, som ikke stemmer med de faktiske mængder, og

dels som nævnt ville gøre galaksedannelsen uforenelig med baggrundsstrålingens isotropi. Den søges derfor som en mystisk, ikke nærmere defineret "dark matter", som man hidtil ikke har fundet spor af.



Figur 3. Flade rotationskurver: Den øverste galakse (vist i negativ) har kun en yderst fortyndet "halo", og dens omløbshastighed, V , aftager derfor ifølge Keplers love stærkt med voksende radius, r , udenfor den lysende skive. Den nederste galakse har en tæt "dark halo" langt ud over den lysende skive, hvorfor dens omløbshastighed holder sig konstant udenfor denne. Dette medfører iøvrigt aftagende vinkelhastighed udefter, således at dele, som på et vist tidspunkt har samme omløbshastighed langs en radius, lidt senere vil ligge på en spiral af netop den form, vi kender hos galakser.

Det mørke stof tages iøvrigt til indtægt for det fænomen, at galaksernes rotationskurve er flad, dvs. at omløbshastigheden af det yderste, ikke lysende stof i en



Figur 4. Det inflationære univers. Dette er vist i forhold til standardmodellen, som her styrter sammen straks ved begyndelsen, hvis rummet ikke er absolut fladt.

galakse er konstant ved voksende radius, skønt den burde aftage stærkt, hvis galaksemassen fortrinsvis udgøres af den lysende skive (figur 3). I nogle tilfælde synes massen at måtte være mindst 10 gange denne, og stoffet at strække sig som et mørkt hylster, en såkaldt "dark halo", helt ud til 5 gange den lysende skives radius (dette gælder fx for Mælkevejen)^{3,4,5}

Monopolproblemet

Den store succes for elementarpartikelfysikkens standard-model har inspireret til opstilling af såkaldte "grand unified theories" (GUT), som forsøger at sammenfatte mikrofysikkens vekselvirkninger (den stærke, den svage og den elektromagnetiske) i én stor symmetri ved de meget høje energier umiddelbart efter det store brag - eventuelt under inddragelse af gravitationen ved en kvantisering af denne. Disse teorier forudsiger eksistensen af nogle supertunge (10^{16} gange protonens masse) "magnetiske monopoler", dvs. partikler, som består af en enkelt magnetisk pol (syd- eller nord-). Man er aldrig stødt på sådanne i praksis.

Aldersproblemet

Ifølge Hubbles lov flygter galakserne fra os med hastigheder, v , der er proportionale med deres afstande, d , dvs. $v = H \cdot d$, hvor H er "Hubbles konstant". Heraf kan man, for bestemte værdier af H , når man kender ekspansionen som funktion af tiden, beregne universets alder. I nogle tilfælde viser universet sig derved at være yngre end nogle af sine ældste objekter, som fx nogle meget gamle stjerneho-

Problemet om den kosmologiske konstant

De før omtalte "grand unified theories" forudsætter et "vakuum" ved universets begyndelse af meget stor energitæthed (Higgs feltet)⁶. Dette må have en supplerende indflydelse på tid-rummets geometri og nødvendiggør derfor et ekstra led i form af en "kosmologisk konstant"⁷ på højre side af feltligningerne¹. Hvis man sammenfatter feltligningerne i formeligningen:

$$K = \kappa \cdot M$$

som udtryk for, at tid-rummets krumning, K , bestemmes af dets masse/energi-indhold, M , skal de efter tilføjelsen være:

$$K = \kappa M + 8\pi G\rho$$

hvor ρ er vakuets energitæthed, og G er Newtons gravitationskonstant. En sådan virkning er ikke konstateret, skønt universet skulle være trukket sammen til omkring en fodbolds størrelse. Fejlen er på mellem 50 og 100 størrelsesordener.

Gravitationsproblemet

Forsøget på at kvantisere gravitationen og inddrage den under GUT er ikke lykkedes. Medens mikrofysikkens forskellige vekselvirkninger menes "udfrosset" af en fælles symmetri ved den faldende temperatur under ekspansionen, idet partiklerne herunder får deres masse ved en kobling til Higgs feltet, synes gravitationen at ville holde sig helt udenfor dette system.

Inflation som løsning

Vi skal se lidt på det mest spektakulære forsøg på at løse de omtalte problemer, nemlig de senere års store mode, det "inflationære" univers^{8,9} (figur 4). Pointen i dette



Vacuum Generators NEW 'TRANSAX' bridges gap

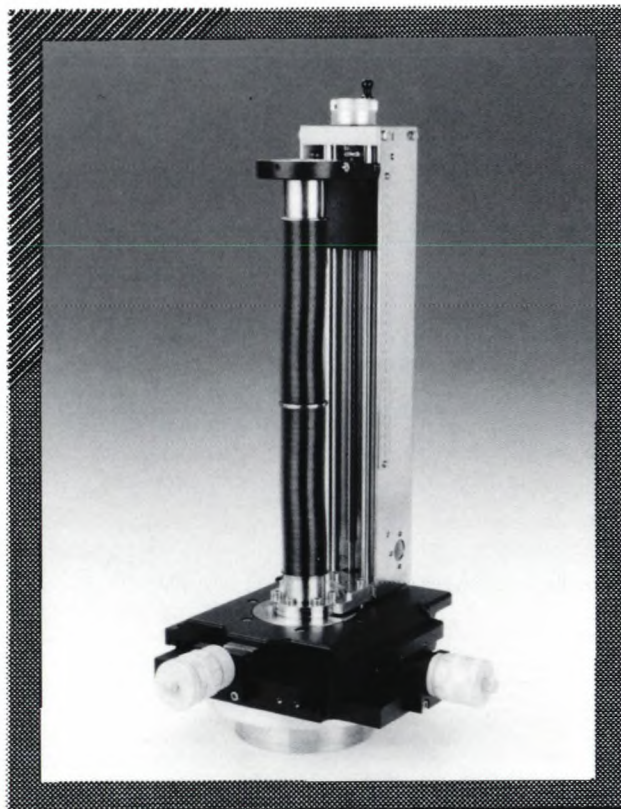
Vacuum Generators has introduced the TRANSAX'XYZ translator to bridge the gap between their user friendly HPT and the very high stability Omniax. The Transax is a fully UHV compatible double bellows translator constructed following the principle of the Omniax but providing a more cost effective solution where large capacity and extreme stability are not necessary. The basic Transax combines a linear Z-slide with an XY-table joined by a rigid interface that eliminates strain from the mating flanges of the Z-slide.

The design is thermally matched to allow repeated bakeout to 230°C in any orientation and has a support and guidance system that stabilises the sample and damps vibrations. Available with three standard Z travels with X and Y movements up to ± 25 mm the Transax is designed to accept the RD1 and RD2 rotary drives offered by Vacuum Generators and their range of sample handling equipment instrumentation and motorisation options.

For further information please contact Jonas Fång at

Thermo Instruments Nordic AB,

Gårdsfögdevägen 16, S-168 66 BROMMA, Sweden.
Tel. +46-8-629 24 00 Fax. +46-8-627 52 20, e-mail: jonasf@thinab.se



er, at man ganske kort tid (Planck tiden $\sim 10^{-45}$ s) efter big bang lader rummet indenfor et meget lille område (Planck længden $\sim 10^{-35}$ m) i løbet af meget kort tid (10^{-35} s) undergå *inflation*, dvs. udvide sig til $10^{10^{12}}$ gange sin oprindelige udstrækning (et ettal efterfulgt af en billion nuller). I forhold til denne størrelse er det observerbare univers, der kun måler $\sim 10^{26}$ m, forsvindende. Ved denne voldsomme udvidelse bliver rummets krumningsradius så stor, at ethvert observerbart område vil forekomme fladt (på samme måde, som jorden, lokalt, er "flad"). Derved er fladhedsproblemet løst, og horisontproblemet løses ved, at alle områder af universet er kausalt forbundne, da de jo har været klemte sammen på et så lille område, at de har kunnet udveksle enhver information og således er i indbyrdes ligevægt (se boks: Planck skalaen).

Glathedsproblemet løses på samme måde: De omtalte inhomogeniteter på kvanteniveau forstørres ved inflationen til astronomisk skala længe før frikoblingen.

Modellen er nu iøvrigt understøttet med et antal udskiftelige parametre, så den hurtigt kan ændres, hver gang den viser sig at være forkert. Dette er sket nogle gange. Efter den første udgave kom således "Den ny inflationære model", derefter den dobbelte og senere den kaotiske model. Teoriens ophavsmand⁹ forudsiger iøvrigt

den eventuelle fremkomst af en "udstrakt", en "naturlig" og en "hybrid" model.

Desværre medfører modellen selv et nyt problem, som man ikke søger at løse, men tværtimod accepterer som selve dens motor: Inflationen iværksættes ved hjælp af *negativt tryk* (se boks). Havde man for et par generationer siden bedt en fysiker definere negativt tryk, ville vedkommende uden tvivl blot have defineret begrebet tryk for derved at have vist, at der ikke eksisterer negativt tryk. Men det viser sig, at ikke så få i dag er i stand til at tage noget sådant og iøvrigt hele modellen alvorligt.

Friedmanns løsninger

Friedmann løser Einsteins feltligninger i den almene relativitetsteori¹ med universets isotropi (Se boks: RW-metrikken.) som betingelse. Herved reduceres ligningernes antal til 2:

$$\frac{2\ddot{R}}{Rc^2} + \frac{\dot{R}^2}{R^2c^2} + \frac{k}{R^2} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2c^2} + \frac{k}{R^2} = \frac{8\pi G\rho}{3c^2} \quad (2)$$

Hvor prik over R betyder differentiation med hensyn til tiden. Ved blot at trække ligningerne fra hinanden kan vi eliminere de relativistiske termer, lyshastigheden, c , og rumkrumningen, k .

Vi får:

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{4\pi G\rho}{3}$$

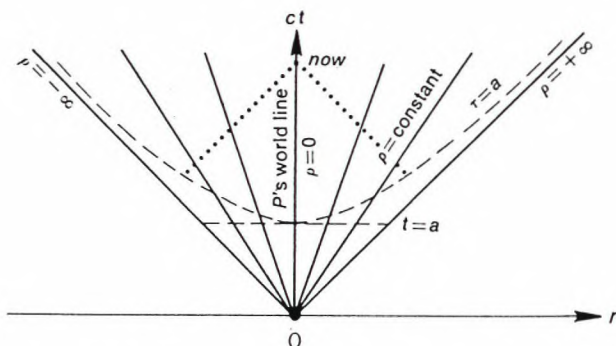
som integreres til:

$$\dot{R}^2 = \frac{2GM}{R} + C$$

hvor C er en integrationskonstant, og $M = 4\pi\rho R^3/3$, det vil sige det konstante masse/energi-indhold i et kugleformet udsnit, der ekspanderer med universet. I stedet for det konventionelle udtryk for Friedmanns ligning:

$$\dot{R}^2 = \frac{2GM}{R} - kc^2$$

har vi altså her denne i Newtonsk form, nemlig som den Newtonske mekaniks energisætning².



Figur 5. Revideret model. Den lodrette akse er verdenslinien for vores galakse, P, i dette todimensionale tid-rum, (ct, r) , medens verdenslinierne for de øvrige galakser, udgående fra det store brag, O, viser hastigheder (hældning), som vokser med deres afstand fra P og for de fjerneste nærmer sig lysets (45 grader). Enhver vandret linie, $t = a = \text{konstant}$, repræsenterer et kort over universet i P's euklidiske koordinatsystem til tiden t . I dette er universet altså en endelig kugle med radius ct . Transformerer vi nu fra P til de andre galakser, hvis ure på grund af deres hastighed går langsommere end P's, ved hjælp af Lorentz-transformationen, kommer galakser med samme "kosmiske tid", τ , til at ligge på et "opadbøjet" kort (Lorentz-hyperblen $c^2t^2 - r^2 = a^2$). I dette system er rummet uendeligt, da hyperblen jo ikke skærer sine asymptoter. Lader vi dette medfølgende koordinatsystem udvide sig sammen med universet ved at give galakserne konstante rumkoordinater (på tegningen betegnet ρ), bliver dets metrik RW-metrikken med $R = ct$. Da enhver ret linie med 45 graders hældning (lyshastighed) skærer samtlige verdenslinier, er alt i kausal kontakt med alt, dvs. universet har ingen horisont.

Det betyder, at de 3 Friedmannske standardmodeller i stedet for rummets ekspansion beskriver galaksernes flugt *igennem* et i forvejen eksisterende absolut rum og eventuelle sammenstyrtnings til en "klump" midt i dette.

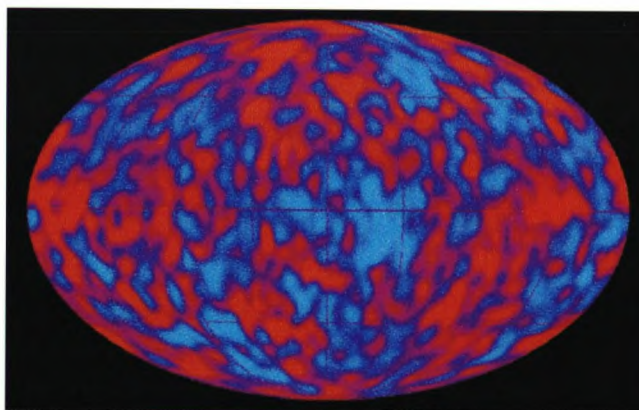
Friedmann bevarer de relativistiske termer ved kun at anvende ligning (2).

Kosmisk tid

I sine bestræbelser på at beskrive universets egenbevægelse, den isotrope ekspansion, har Friedmann stået overfor det paradoks, at skulle anvende det ekspanderende univers selv som koordinatsystem, da der ikke findes nogen "yderste" baggrund ud over dette - dvs. bevægelsen skal beskrives ved sig selv. Dette kunne vel synes at være en umulighed, men der er faktisk en enkelt undtagelse: Betragtet som et koordinatsystem er et ur et tid-rum, som beskriver sin egen bevægelse, idet rumkoordinatens tilvækst (viserens bevægelse) jo *definerer* den tilsvarende tilvækst i tidskoordinaten - og vice versa.

Analogt kan ekspansionen kun beskrives, hvis den definerer tilvæksten i tid, altså hvis $R(t) = ct$, hvor c er en proportionalitetskonstant. Ekspansionen er således det ultimative ur, og det kunne allerede Friedmann have indset ved følgende ræsonnement: Løsningerne tillader ekspansionen uden nogen form for lokal bevægelse. Da der altså ikke behøver at eksistere ure, må tiden måles på ekspansionen.

Friedmann opfinder RW-metrikken som et koordinatsystem, der følger med i ekspansionen, men gør den ikke færdig. Kun *rumdelen* ekspanderer med universet, medens den "kosmiske tid" forbliver en uafhængig variabel. Den ses defineret lidt famlende i litteraturen som en verdensomspændende rækkefølge af øjeblikke, som er puttet ind i teorien med hånden! Forståeligt nok en vanskelig mundfuld, for det vil jo sige uforfalsket absolut tid!



Figur 6. COBE-satellitten havde til opgave at finde sådanne uregelmæssigheder i baggrundsstrålingens temperatur, at en begyndende galaksedannelse kunne sandsynliggøres. På dette billede af himlen viser de lysere områder en højere temperatur end gennemsnittet; de mørkere en lavere. Afvigelsen fra temperaturen 2.74 K er kun 10^{-5} K.

Relativitetsteoriens symmetri mellem rum og tid som ligeberettigede koordinater er brudt, og feltligningerne giver derfor Newtonske resultater. Men det er altså let at genoprette symmetrien, eftersom den eneste mulighed er at

sætte $R(t) = ct$. Derved er tiden fra at have været galaksernes (absolutte) egentid gået over til at være ekspansionens egentid, dvs. den universelle tid; gensidigt sammenknyttet med rummet, således som relativitetsteorien forlanger det. Ekspansionen er altså en jævn bevægelse, dvs. der er ingen global gravitation, som kan nedbremse den, og tidrummet er altså fladt i kosmologisk målestok. Gravitationsfeltet må da være et anisotropifelt; nemlig den virkning, som ved lokale anisotropier opretholder universets globale isotropi². Feltligningerne kender imidlertid ikke i deres konventionelle form et globalt gravitationsfrit univers, som ikke er tomt, og de må derfor underkastes en revision¹. Ved denne falder gravitationsleddet i det konventionelle udtryk for Friedmanns ligning bort og k antager værdien -1. Tilbage har vi:

$$\dot{R}^2 = c^2,$$

og altså som feltligningernes eneste kosmologiske løsning:

$$R = ct.$$

Inflationsproblemet

Vi er nu i stand til at betragte inflationen som et problem i sig selv: Modellen anvender - som standardmodellen - tiden som uafhængig variabel. Når dette rettes, går "gassen" af inflationen.

Gensyn med problemerne

Standardmodellens problemer tager sig nu noget anderledes ud:

Horisontproblemet forsvinder, da den nye model ikke har nogen horisont, idet den kommer af en punktsingularitet, $R = 0$, og ekspanderer med lyshastighed, så alt har været i berøring med alt, og alle områder er kausalt forbundne (figur 5). Beregnet ud fra RW-metrikken med $R(t) = ct$ og $k = -1$ bliver horisontens radius for en vilkårlig iagttagelse uendelig.

Fladhedsproblemet falder bort, fordi begrebet "kritisk massetæthed" bliver irrelevant, da der åbenbart ikke er nogen global gravitation, der nedbremser den jævne ekspansion. Det er altså i virkeligheden *tid-rummet*, der er fladt (gravitation er en krumning af tid-rummet) og ikke, som konventionelt antaget, 3-rummet.

Glathedsproblemet: Hvis COBE-satellitens billede af himlen (figur 6) er et korrekt, synligt udtryk for baggrundsstrålingens anisotropi, har den løst sin opgave.: Ved afkølingen af det isotrope plasma af stof og stråling kobles disse fri af hinanden, og den termodynamiske forklaring på uregelmæssigheder i strålingen er så begyndende galaksedannelse; altså uregelmæssigheder i stoffordelingen. Hvis vi nu kunne sige "og vice versa", var vi færdige,

men skønt stoffet i plasmaet jo er lige så isotropt fordelt som strålingen, findes der ikke også en termodynamisk forklaring på begyndende uregelmæssigheder i dette.

Som tidligere vist² er der imidlertid ikke behov for en sådan, idet den reviderede model er principielt galaktisk. Der er tale om en matematisk restriktion som et udtryk for ikke-absolutheden af tid og rum.

Det mørke stof: Når "kritisk massetæthed" bliver irrelevant, bliver "mørkt stof" det også. Der er ikke brug for større massetæthed end den kendte, som svarer til produktionen af lette elementer. Der ses ikke herefter at være noget i vejen for, at galaksernes ekstra masse kan være baryonisk, idet den kosmologiske tæthed, selv når denne medregnes, ligger indenfor nukleosyntesens rammer.

Magnetiske monopoler er defekter i geometrien og skulle, hvis de fandtes, søges, hvor der er diskontinuiteter i denne, dvs. hvor man ikke kan transformere kontinuert fra et snit (en flade) i rummet til et andet. Men det er netop karakteristisk for en homogen, isotrop og jævnt ekspanderende model, at den er helt igennem kontinuert - bortset fra singulariteten ved det store brag.

Aldersproblemet: Når ekspansionshastigheden er jævn, bliver Hubbles konstant lig med den reciprokke af universets alder. Den hidtil gængse værdi 55 km/s/Mpc giver en alder på 18 milliarder år, hvilket giver god plads for selv de ældste objekter. Det bør dog nævnes, at aldersproblemet måske er løst ved den korrektion af afstande, hastigheder og stjernehobenes alder, som Hipparco-satellitens resultater menes at kunne nødvendiggøre.

Problemet med **den kosmologiske konstant** bunder i den inkonsistens, at feltligningerne i deres konventionelle udformning ikke tager hensyn til, at tid-rummet ikke har selvstændig eksistens uafhængigt af sit indhold, idet de tillader et tomt univers, ($M = 0$). En eventuel ekstra energitæthed skal søges i tid-rummet selv og altså være indeholdt i M og deltage i dennes fortynding ved ekspansionen. Ironisk nok består den revision, som samtidigt gør feltligningerne konsistente og isotrope, i tilføjelsen på højre side af et led A^1 , som formelt er nøjagtigt lig med den problematiske kosmologiske konstant, nemlig $8\pi G\rho$. Her er ρ imidlertid ikke en reel energi, men en variabel parameter, hvis størrelse til enhver tid er lig med den kosmologiske energitæthed (med modsat fortegn) og altså sikrer, at tid-rummet er fladt, selvom det ikke er tomt. Skønt der således under kosmologiske forhold formelt er nul på begge sider af lighedstegnet, bliver feltligningerne ikke herved overflødige, da den kosmologiske energitæthed er forsvindende under lokale forhold.

Gravitationsproblemet forsvinder, fordi gravitation er et anisotropifelt, hvorved universet bevarer sin globale isotropi ved lokal anisotropi, og derfor ifølge sagens natur er fraværende i GUT-symmetrien.

Box 1: Planck skalaen

Antager man, at man i nærheden af det store brag kan komme ned under en skala, hvor en kvantisering af gravitationen kan komme på tale, og hvor kvantemekanik og relativitetsteori "smelter sammen", kan man ved en dimensionsanalyse over de tre naturkonstanter Plancks virkningskvantum, h , lyshastigheden, c , og Newtons gravitationskonstant, G , komme frem til følgende:

Planck tiden:

$$\sqrt{\frac{Gh}{c^5}} = 10^{-45} \text{ s}$$

Planck længden:

$$\sqrt{\frac{Gh}{c^3}} = 10^{-35} \text{ m}$$

Planck energien:

$$\sqrt{\frac{c^5 h}{G}} = 10^{28} \text{ eV}$$

Hvis gravitation imidlertid er et anisotropifænomen, og universet således under hensyn til det kosmologiske princip ikke har nogen global gravitation (selvgravitation), bliver gravitationens kvantisering og Planck skalaen irrelevante (G falder bort i analysen). Der er da ikke andre nedre begrænsninger i anvendelsen af relativitetsteorien end dem, som Heisenbergs usikkerhedsrelation sætter.

Box 2: Negativt tryk

Hvis vi i det ekspanderende univers foruden dettes almindelige masse-energitæthed, ρ , også har et tryk P , vil dette udføre et arbejde under ekspansionen med et tilsvarende energitab til følge. Tænk vi os et kugleformet udsnit med volumen, V , og altså energiindhold $c^2 \rho V$, som følger med i ekspansionen, vil trykkets arbejde på stoffet udenfor kuglen være PdV , hvor dV er kuglens volumenforøgelse. Vi kan så opstille følgende energiligning:

$$d(c^2 \rho V) = -PdV.$$

Hvis trykket er negativt, vil det udføre et negativt arbejde med en energiforøgelse til følge. Der opstår masse-energi, så tætheden kan holdes konstant trods ekspansionen, og det er denne mekanisme, man bruger i den inflationære model umiddelbart efter det store brag i det såkaldte "Higgs felt", som netop har konstant energitæthed, idet tilvæksten fortrænges udad ved ekspansionen. At denne bliver voldsom, kan vi vise ved følgende beregninger:

Når energitætheden er konstant, ændres den ovenfor opstillede energiligning til:

$$c^2 \rho dV = -PdV,$$

således, at trykket altså bliver $P = -c^2 \rho$. Den samlede kilde til gravitation i et isotropt og homogent medium er $\rho + 3P/c^2$, hvori sidste led er trykkets masse-energiækvivalent. Indsættes $-c^2 \rho$ for P , fås da den samlede størrelse -2ρ , altså negativ gravitation; dvs. frastødning i stedet for tiltrækning. Ved indsættelse af denne konstante værdi for den samlede energitæthed i den konventionelle Friedmann-ligning fås da følgende udtryk for ekspansionen:

$R(t) = e^{Ht}$, hvor H er Hubbles konstant. Det er denne eksponentielle ekspansion, man kalder inflation.

Box 3: RW-metrikken

Forestiller vi os universet som et isotropt, Newtonsk koordinatsystem med "fundamentalpartiklerne" (idealiserede jævnt fordelte galakser) anbragt i koordinatnetets skæringspunkter, har vi for afstanden ds mellem 2 vilkårlige fundamentalpartikler iflg. Pythagoras:

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2.$$

Hvis det ekspanderer, skal vi multiplicere med en "skalaparameter" $R(t)$, som angiver, hvordan afstande vokser som funktion af tiden:

$$ds^2 = R^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2),$$

eller i polære koordinater:

$$ds^2 = R^2(t)(dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)),$$

hvor t i begge tilfælde er absolut tid. Da denne er egentiden på ure hos de enkelte galaktiske iagttagere, kan vi konstruere det firedimensionale udtryk:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t)(dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)),$$

hvor c er lyshastigheden og ds/c måler egentiden.

Hvis rummet ikke er Newtonsk, skal vi indbygge et udtryk for dets krumning, som under hensyn til isotropien må være den samme overalt og kan vises at være k , når metrikken ændres til følgende:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \right),$$

Dette udtrykker matematisk det kosmologiske princip for et ekspanderende rum og er den såkaldte RW-metrik efter Robertson og Walker (1935), skønt Friedmann opfandt den allerede 1922.

Men læg mærke til, at tiden stadig er absolut. Skalaparameteren, $R(t)$, beskriver ekspansionen som funktion af tiden uden betingelser, dvs. af tiden som *uafhængig variabel*. Derved er relativitetsteoriens fornemste egenskab, symmetrien mellem rum og tid som ligeberettigede koordinater, brudt.

Referencer:

- 1) Kay Akselbo: Nogle problemer i tid og rum. KVANT, november 1992.
- 2) Kay Akselbo: Kan naturlove begrundes? KVANT, oktober 1996. (Trykfejl i formel, side 12, spalte 2, foroven: GM skal være GM/R).

Iøvrigt anbefales:

- 3) Charlotte Fløe Kristjansen: "Dark matter" og partikelfysik. GAMMA, nr. 75, november 1989.
- 4) Lawrence M. Krauss: Dark Matter in the Universe. Scientific American, December 1986
- 5) Vera C. Rubin: Dark Matter in Spiral Galaxies. Scientific American, June 1983.
- 6) Martinus J.G. Veltman: The Higgs Boson. Scientific American, November 1986.

- 7) Larry Abbott: The Mystery of the Cosmological Constant. Scientific American, May 1988.
- 8) Alan H. Guth and Paul J. Steinhardt: The Inflationary Universe. Scientific American, May 1984.
- 9) Andrei Linde: The Self-Reproducing Inflationary Universe. Scientific American, November 1994.



Kay Akselbo

DFS-kontingent 1998

Det er igen tid til opkrævning af kontingent til Dansk Fysisk Selskab og individuelt medlemsskab af European Physical Society. Kontingentsatserne er uændrede fra sidste år, dvs. ordinært DFS medlemsskab samt firmaer/institutter koster 325 kr., mens kandidat- og Ph.D.-studenter samt pensionister slipper med 75 kr. Dertil kommer 270 kr., hvis du ønsker at være individuelt medlem af EPS.

Desværre er der en del af vores medlemmer, der ikke overholder betalingsfristerne. Det betyder en del unødvendigt ekstraarbejde for os med at rykke for betalingen og fører i sidste ende til sletning af medlemsregisteret. Dermed mister man jo så også abonnementerne på Kvant og Europhysics News, som automatisk følger med medlemsskab. Det vil gøre det sikrere og lettere for alle parter, hvis I vil tilmelde jeres DFS betaling til automatisk overførsel via PTG eller PBS.

I den forbindelse vil jeg gøre opmærksom på, at hvis I betaler manuelt, SKAL det udsendte girokort benyttes. Visse universiteter (f.eks. KU og DTU) har fået for vane at sende penge til os via samlergirering og undlade at medsende alle de nødvendige oplysninger til identifikation af medlemmet. Det har tidligere ført til et STORT detektivarbejde for os. Vi vil derfor ikke i fremtiden kreditere indbetalinger på anden form end de udsendte girokort.

På de udsendte girokort eller månedsopgørelser fra PTG/PBS er anført din medlemskategori samt hvilke sektioner, du er tilmeldt. Er der fejl heri, bedes du give mig besked, gerne via e-post. Det er også vigtigt, at I meddeler adresseændringer, så vi ikke hver gang får en stak Kvant retur, blade som I kunne have haft glæde af at læse. Dette gælder specielt ved flytning til og fra udlandet.

Bjarne Andresen - registerfører Ørsted Laboratoriet, Universitetsparken 5, 2100 København Ø tlf. 35320470, fax 35320460, e-post andresen@fys.ku.dk

Abonnement på KVANT

koster 135 kr for en årgang og vil blive opkrævet pr. giro. Nye abonnenter vil modtage eventuelle tidligere numre af den løbende årgang. Medlemmer af Dansk Fysisk Selskab og Selskabet for Naturlærers Udbredelse vil modtage bladet som et medlemsblad.

Hvis du mener at du har abonnement, men ikke får bladet – har du nok glemt at melde flytning af bladet hos dit lokale postkontor, eller måske har du ikke betalt. Bemærk at flytning af KVANT skal meddeles postvæsenet eksplicit!

Abonnement tegnes ved at skrive til

Lene Körner, Matematisk Institut, Universitetsparken 5, 2100 København Ø, e-mail: koerner@math.ku.dk