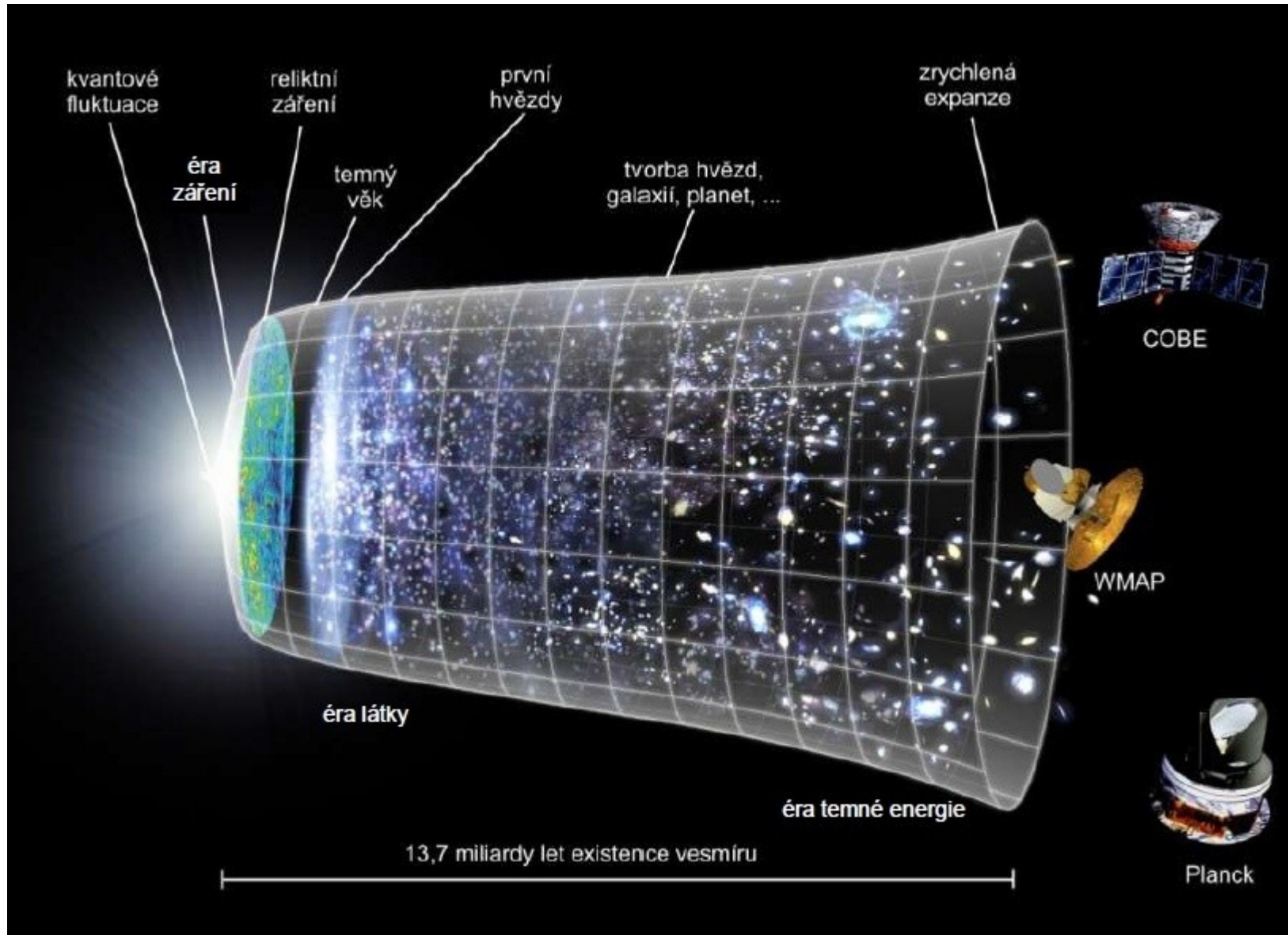


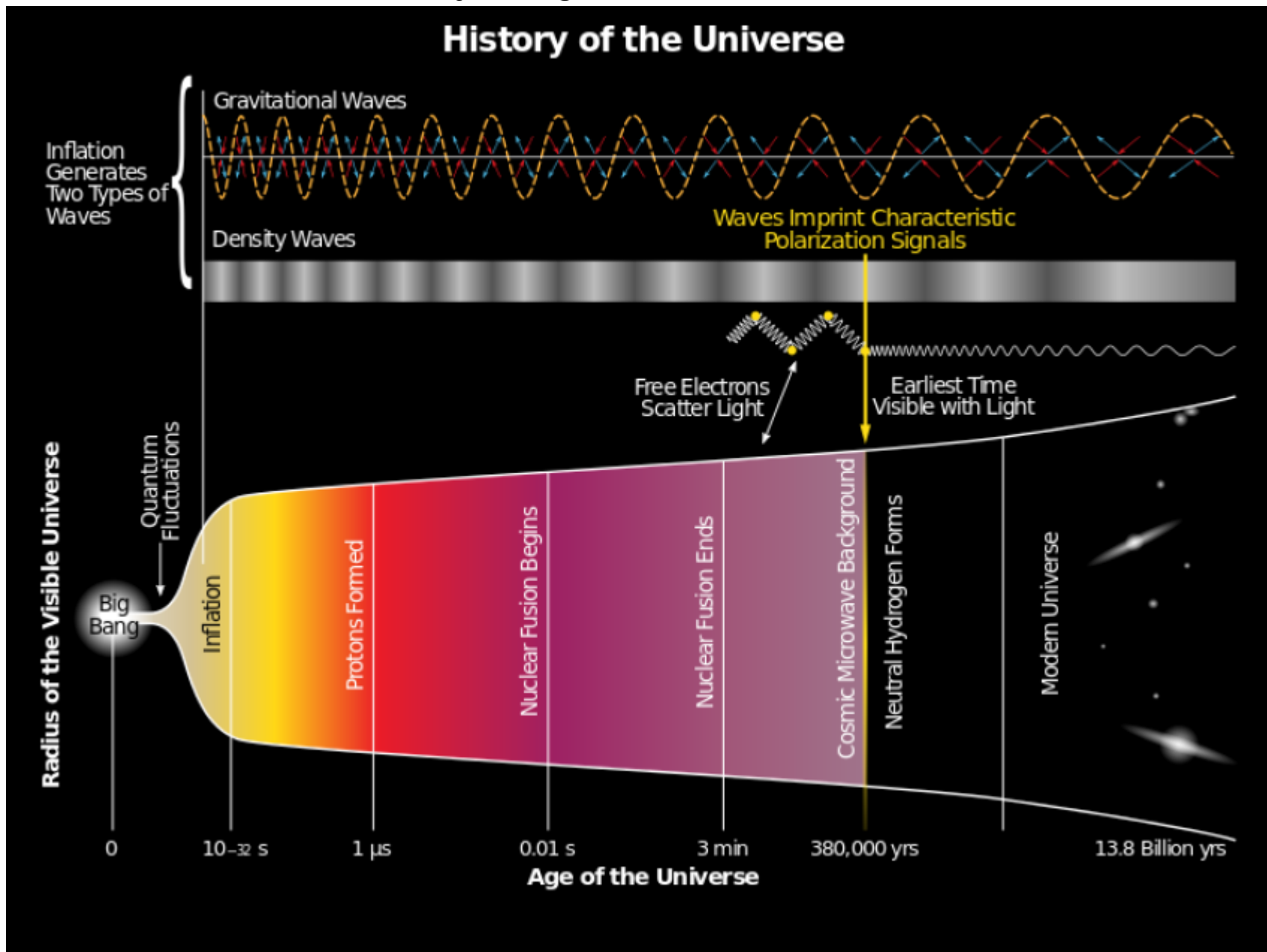
Člověk přemýšlející o vesmíru



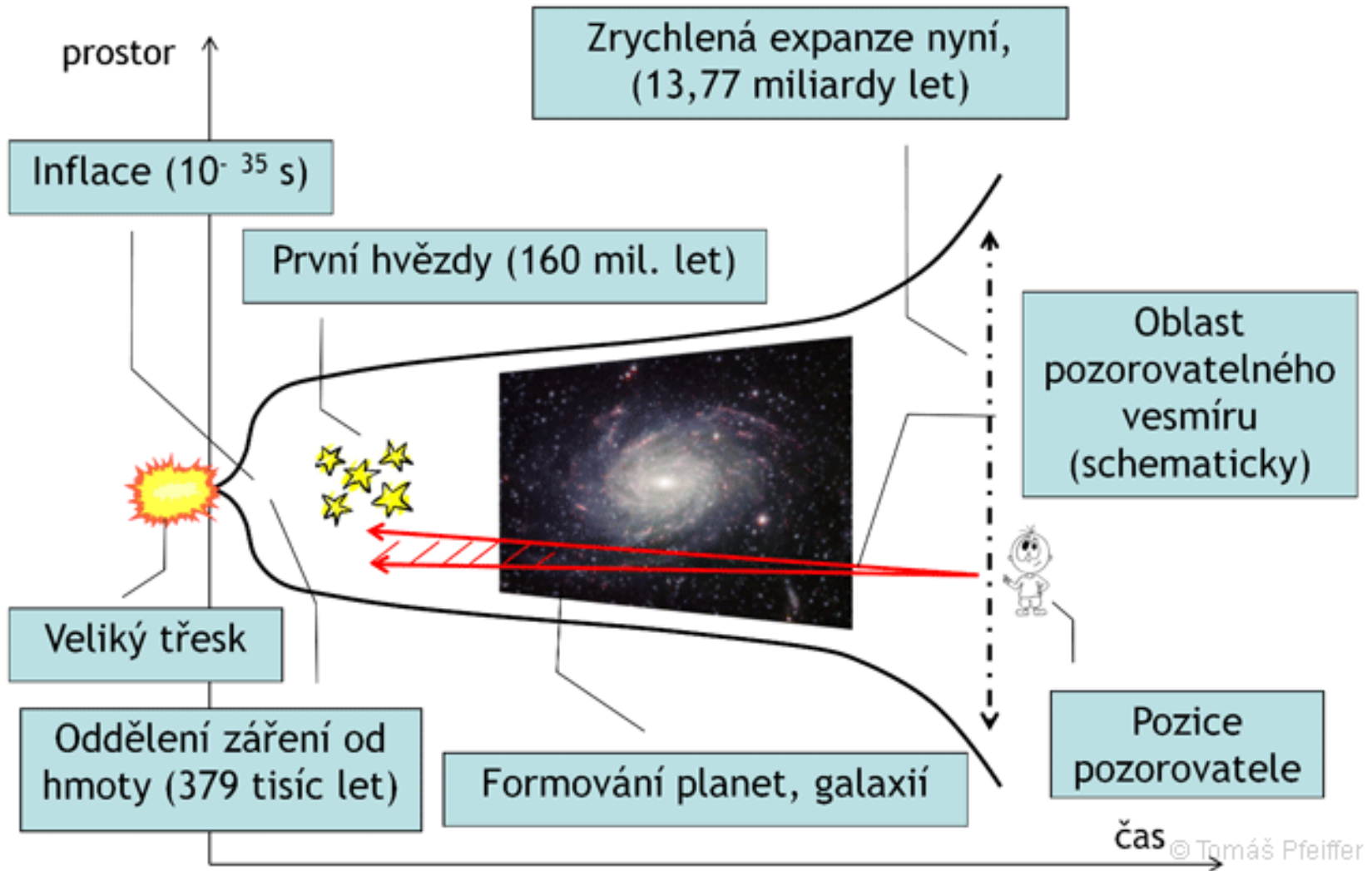
Vývoj vesmíru



Vývoj vesmíru



Vývoj vesmíru



Časová historie vývoje vesmíru

8-15

History of the universe

$R(t)$	t since BB	T [K] [K]	ρ_{matter} [g cm ⁻³]	Major Events
	10^{-42}	10^{30}		Planck era, "begin of physics"
	$10^{-40\dots-30}$	10^{25}		Inflation (IMPLIES $\Omega = 1$)
10^{-13}	$\sim 10^{-5}$ s	$\sim 10^{13}$	$\sim 10^9$	generation of p - p^- , and baryon anti-baryon pairs from radiation background
3×10^{-9}	1 min	10^{10}	0.03	generation of e^- - e^+ pairs out of radiation background
10^{-9}	10 min	3×10^9	10^{-3}	nucleosynthesis
$10^{-4} \dots 10^{-3}$	$10^{6\dots7}$ yr	$10^{3\dots4}$	$10^{-21\dots-18}$	End of radiation dominated epoch
7×10^{-4}	380000 yr	4000	10^{-20}	Hydrogen recombines, decoupling of matter and radiation
	200×10^6 yr			first stars formed
1	13.7×10^9 yr	3	10^{-30}	now

Vývoj vesmíru

do 10^{-43} s – Planckova epocha

není jednotný popis, více teorií;
všechny fyzikální interakce jsou spojeny v jediné univerzální

10^{-43} – 10^{-36} s – epocha velkého sjednocení

vesmír chladne a rozpíná se; oddělení gravitační interakce

10^{-36} – 10^{-12} s – elektroslabá epocha

začíná oddělením elektroslabé a silné interakce, měly by vzniknout mg. monopóly – nepozorují se -> vyřešeno zavedením inflace
v inflačním modelu konec epochy v čase 10^{-32} s

cca 10^{-36} - 10^{-32} – inflační epocha

překotné rozepnutí/nafouknutí vesmíru (**inflace vesmíru**) – zvětšení objemu vesmíru o nejméně 78 řádů! (1980 Alan Guth, 1981 Katsuhiko Sato; později Andrej Linde a Paul Steinhardt)

příčina? - odpudivé gravitační síly vyvolané působením záporného tlaku vakua.

Souběžně s nafukováním vznikala ve vesmíru i nová hmota

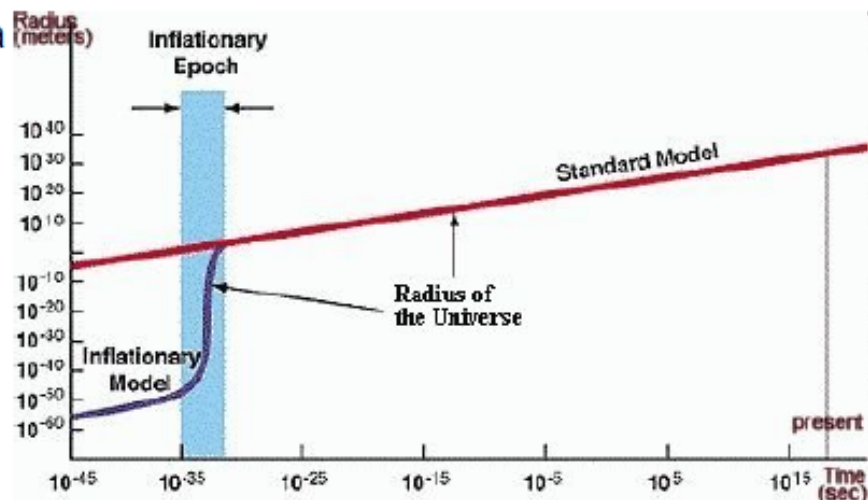
na konci: ve vesmíru kvark-gluonové plazma

řeší nedostatky standardního modelu

baryogeneze - tvorba baryonů:

nevysvětlená nerovnováha

hmota - anti-hmota



Vývoj vesmíru

Vývoj vesmíru

počáteční singularita, $\rho \uparrow$

Éra záření... fáze vývoje, kdy záření určovalo
dynamiku vývoje vesmíru

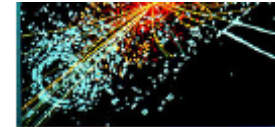
hustota energie ve formě záření $\rho_r \sim R^{-4}$ $R^{-3} \cdot R^{-1}$
záření i látka v tepelné rovnováze
rovnovážné záření černého tělesa

Éra látky... hustota látky dosáhla hustoty
hustoty ve formě záření

Vývoj raného vesmíru

méně spekulací, více fyzikálního zdůvodnění;

supersymetrie vlastností vesmíru => pak porušení při energii > 1 TeV



10⁻¹² - 10⁻⁶ s - kvarková éra

všechny interakce odděleny; formují se částice, ale teplota příliš vysoká, aby se kvarky spojily v hadrony

10⁻⁶ - 1 s - hadronová éra

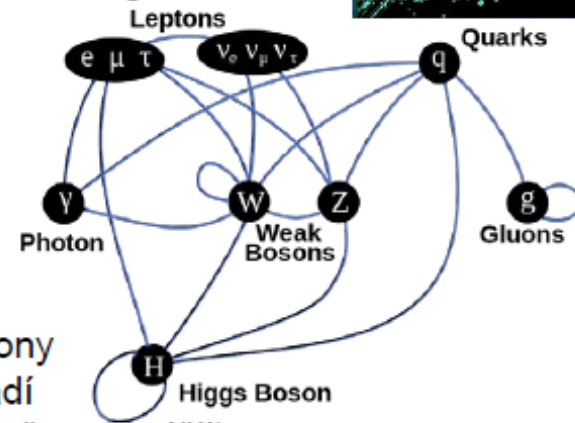
tvoří se hadrony (protony, neutrony); oddělily se neutrony – volně putují vesmírem => kosmické neutrinové pozadí (obdoba mikrovlnného pozadí, reliktního záření – uvolněno později) na konci – většina hadronů a antihadronů anihilovala

1 – 10 s – leptonová éra

ve vesmíru dominovaly leptony a anti-leptony; na konci – konec tvorby nových párů lepton-antilepton, většina stávajících anihilovala, zůstal jen malý zbytek leptonů; vesmír byl neprůhledný (rozptýl na volných elektronech);

10 s – 380 000 let – fotonová éra

většina energie vesmíru ve fotonech, které interagovaly s protony, elektrony a event. jádry, na konci - oddělení záření od látky – vznik reliktního záření; před tím vesmír **zcela** neprůhledný, hustota $2 \cdot 10^9$ větší, teplota 3 000 K; ve vesmíru zárodky kup galaxií a buněčné struktury



Vývoj vesmíru

Fotonová éra

Nukleosyntéza (3 min - 20 min)

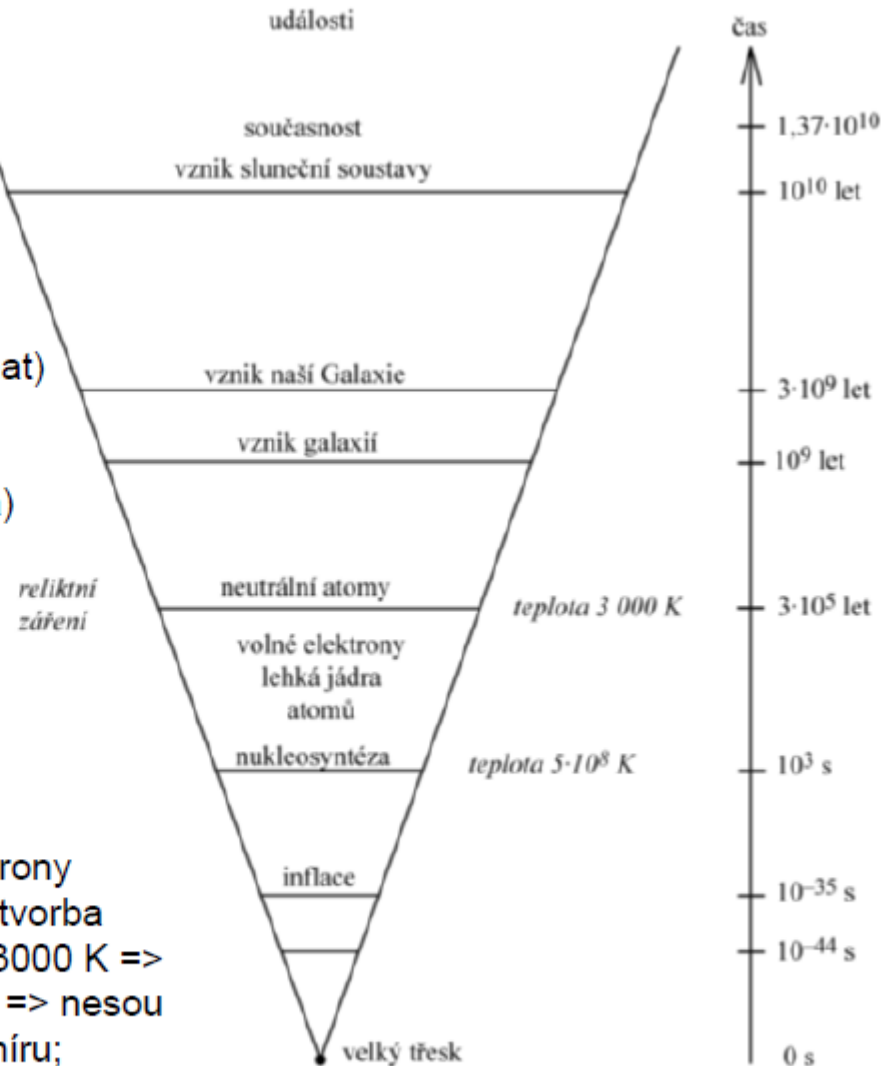
během fotonové éry tvorba atomových jader až po He^4 , kde skončila většina neutronů hmotnostně 3x více H než He, ostatní – jen stopové množství
konec jaderného vývoje: chladnutí a řídnutí velmi rychlé (jaderné reakce nemohou probíhat)

Převaha hmoty (70 000 let)

hustota nerelativistické hmoty (atomová jádra) = hustotě relativistického záření (fotony); vytvářejí se malé struktury hmoty, dominuje chladná temná hmota – její chování a vývoj není jednoznačně popsán

Rekombinace: cca 377 000 let

na počátku H, He ionizovány, bez elektronů; vesmír se rozpínal => řídil a chladnul => elektrony zachytávány ionty => hustota vesmíru klesá, tvorba neutrálních atomů H a He (rekombinace) při 3000 K => fotony se naposledy rozptýlili na elektronech => nesou informaci o tehdejší rozdělení látky ve vesmíru; fotony mohou volně cestovat => vesmír zprůhledněl! = oddělení záření od látky
reliktní záření = otisk tehdejšího vesmíru!



Vývoj vesmíru

Konec fotonové éry

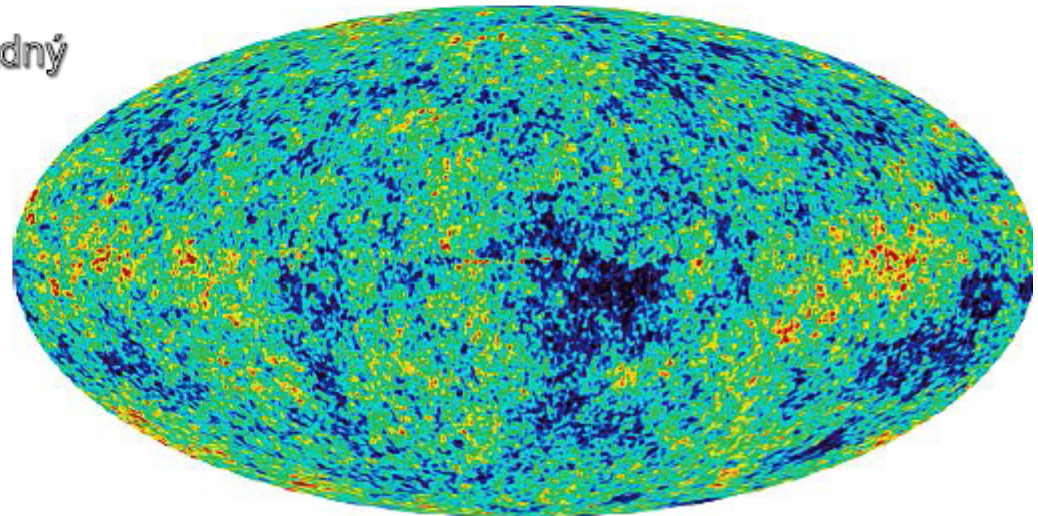
stav: volně se pohybující elektrony zachyceny atomovými jádry => vesmír průhledný pro záření (neutrální atomy pohlcují a rozptylují záření podstatně méně než volné elektrony) => oddělení fotonů a látky => počátek samostatné existence *reliktního záření*

reliktní záření - ze všech směrů téměř rovnoměrně, ale...

COBE, WMAP, Planck - odchylky od izotropie => už v raném vesmíru zárodečné chuchvalce látky => z nich houbovitá struktura (vlákna a stěny galaxií); překotný vznik *protogalaxií* – v nich hvězdy první generace - začátek jejich relativně pomalého vývoje

na konci fotonové éry:

vesmír průhledný ale prázdný
– nejsou zdroje záření!



Inflační fáze vesmíru

příběh inflace \rightarrow vznik velkého počtu částic
na úkor prohlubující se záporné gravitační
energie, vzhledem k překosné době částic
při inflaci \rightarrow hustota energie při expanzi konst.

\Rightarrow fiktivní záporný tlak

I. věta termodynamická \rightarrow vesmír - adiabaticky izolovaný

$$\partial Q = dU + p dV$$

$$\text{vnitřní energie } U = \rho V c^2 = g V c^2$$

$$\downarrow \\ \partial Q = 0$$

$$\text{při konst. } g \Rightarrow 0 = (g c^2 + p) dV$$

tlak ve vesmíru v průběhu inflace je záporný

$$p = -g c^2$$

Po ukončení inflační fáze začíná standardní

Friedmannova kosmologie.

Vesmír - současnost

Současnost

nejlepší odhad stáří vesmíru: 13.799 ± 0.021 mld let od velkého třesku

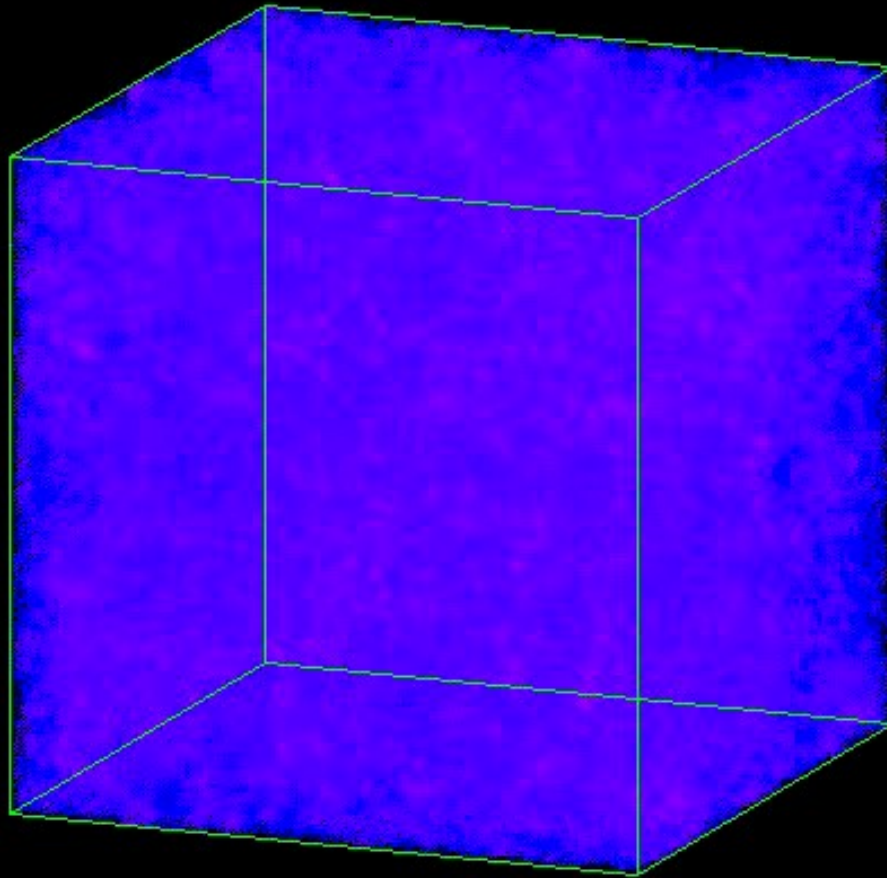
největší struktura ve vesmíru je „cosmic web“ – pěnová struktura;

rozpínání vesmíru se zrychluje =>

- žádné další inflační struktury nepřekročí horizont událostí
- nevytvoří se žádné takové gravitačně vázané struktury

Vesmír – vývoj struktury

15.67

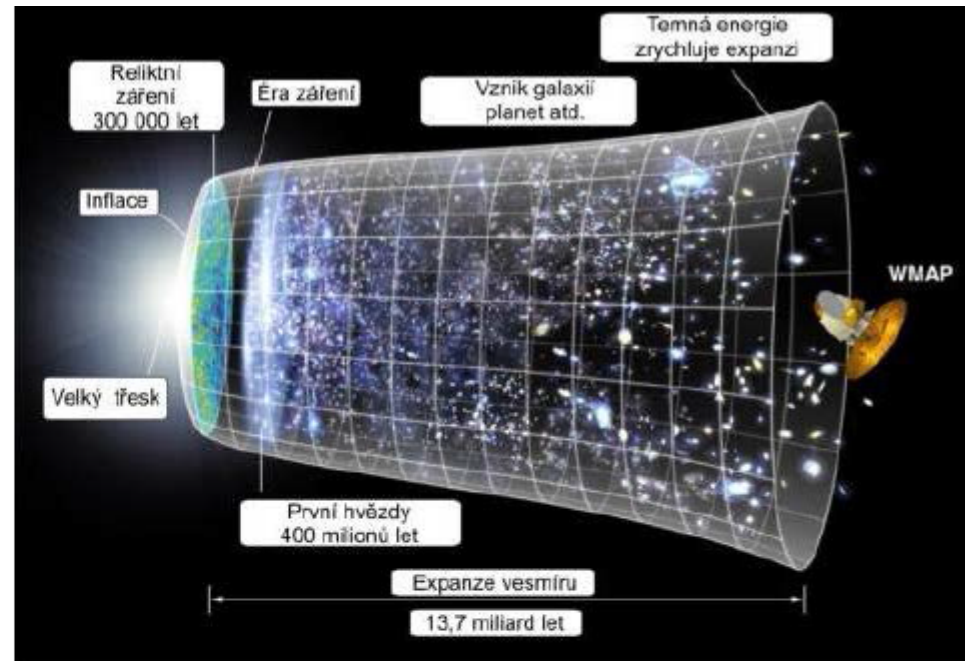
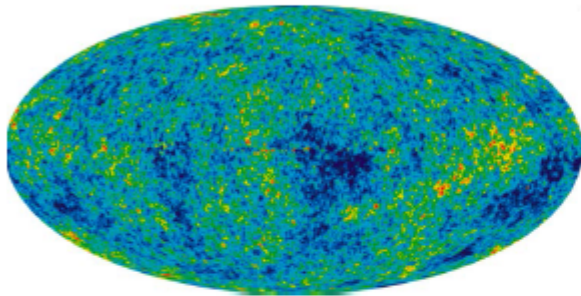


Vesmír - současnost

V jakém vesmíru žijeme?

Lze to zjistit?

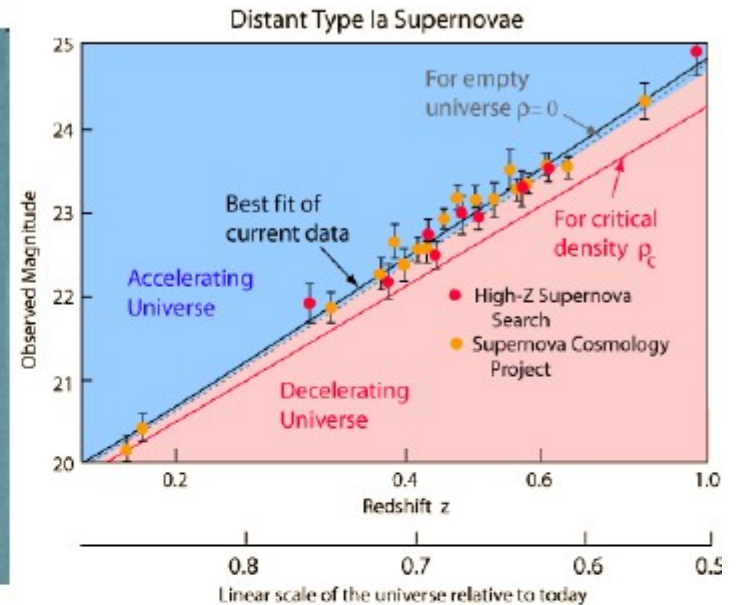
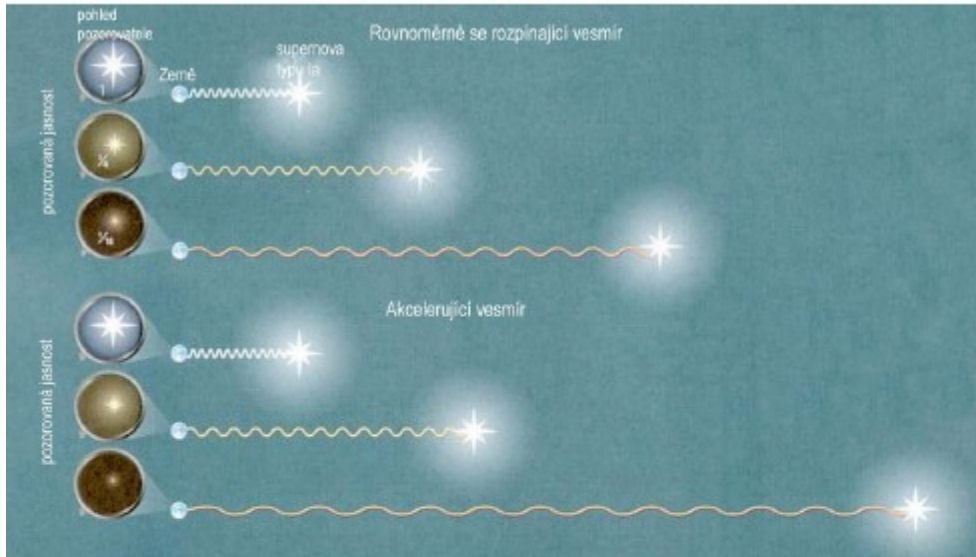
V principu ano.



1. dle vzdáleností kup galaxií
x problém určování přesných vzdáleností kup galaxií
2. podle křivosti vesmíru – lze měřit z fluktuací teploty reliktního záření
3. podle hustoty vesmíru
uzavřený vesmír => střední hustota látky > *kritická* (odpovídá 1 atomu vodíku asi v jednom dm^3 prostoru)
x ve vesmíru registrujeme našimi přístroji jen několik procent hmoty (paradox skryté hmoty - znám už od 30. let 20. století)

Vesmír - současnost

Akcelerující vesmír



1998 - dva týmy – ze studia supernov typu Ia
rozpínání vesmíru zrychluje

Nobelova cena za fyziku 2011

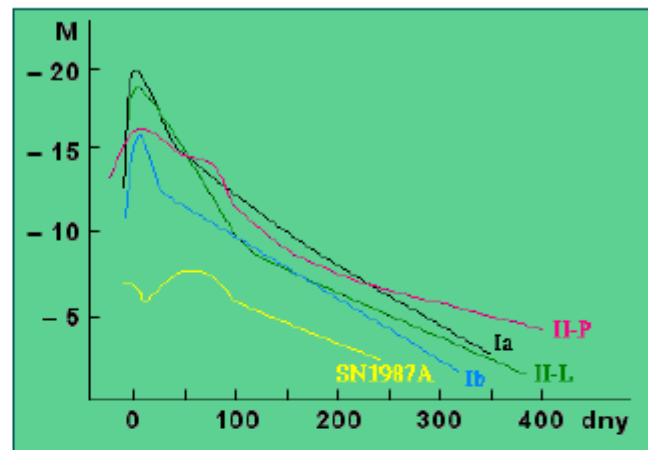
2014, 2015 – různé typy SN Ia => zrychlení
rozpínání je menší



Saul Perlmutter, Adam Riess, Brian Schmidt

Vesmír - současnost

Experimenty – supernovy typu Ia



Supernova typu Ia - přenos látky z hvězdy na bílého trpaslíka, který zvětšuje hmotnost. Po překročení Chandrasekharovy meze ($1,4 M_{\odot}$) se bílý trpaslík zhroutí do neutronové hvězdy. Explozivnímu termonukleární hoření C, O na Ni 56 v celém objemu trpaslíka. Množství uvolněné energie je vždy zhruba stejné, takže z relativní pozorované jasnosti lze vypočítat vzdálenost příslušné supernovy. Přesnější hodnoty se pak určí z tvaru světelné křivky.

Adam Riess (Space Telescope Science Institute, Baltimore, 1998) + Saul Perlmutter (Lawrence Berkeley National Laboratory, 1999): Měření vzdálenosti a červeného posuvu supernov Ia. Zjištěna urychlovaná expanze. To znamená ve svém důsledku přítomnost temné energie ve vesmíru, která se projevuje záporným tlakem. Nejvzdálenější použitá supernova byl objekt 1997ff.

Další projekty: Obě zmíněné skupiny spolu s Alexejem Filipenkem pořídily do roku 2003 soubor 230 supernov. Tyto objekty byly vyhledávány také v *klíčovém projektu HST* pro určení Hubbleovy konstanty i v současných přehlídkových projektech, například projektu GOODS.

Vesmír - současnost

Astronomické pozadí Nobelovy ceny za fyziku v roce 2011

Jiří Grygar

Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i., Na Slovance 2, 182 21 Praha 8

V říjnu 2011 oznámila komise pro udělování Nobelových cen, že Nobelovu cenu za fyziku získávají v r. 2011 tři astronomové (Saul Perlmutter, Brian P. Schmidt a Adam G. Riess) za objev zrychlujícího se rozpínání vesmíru pomocí pozorování vzdálených supernov. V tomto případě se udělení ceny za zmíněné výzkumy vcelku očekávalo; šlo vlastně jen o to, kdy se tak stane. Jde totiž vskutku o epochální astronomický objev, i když napsat příslušné publikace v letech 1998 a 1999 vyžadovalo od autorů značnou odvalu - docela přitom riskovali svou vědeckou pověst. V článku poukazují na hluboké kořeny objevu v astronomické historii zejména od počátku 20. století.

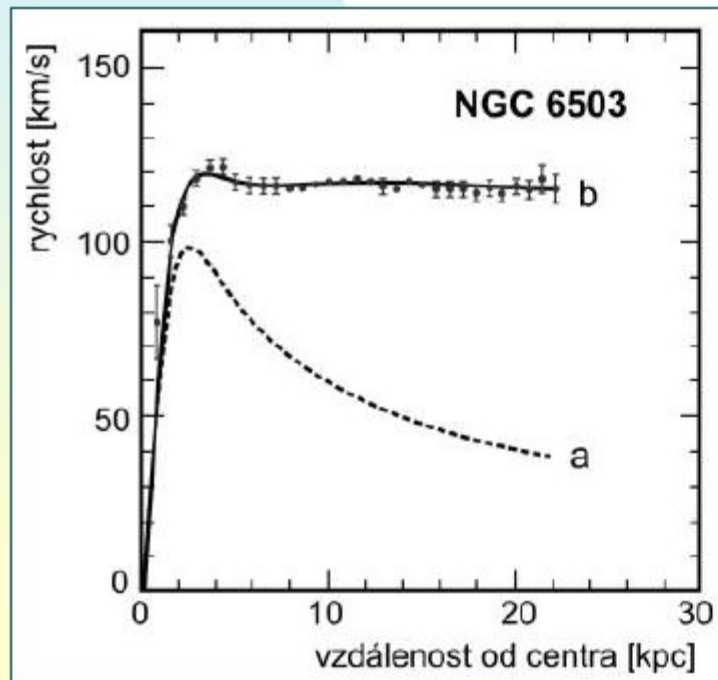
Vesmír - temná hmota

Temná hmota

- 1934, F. Zwickey - nesoulad rotačních křivek kup galaxií kupa Vlasy Bereniky)
- nejpřesnější měření na vlně 21 cm
- 50% hmoty galaxií, 23% hmoty vesmíru

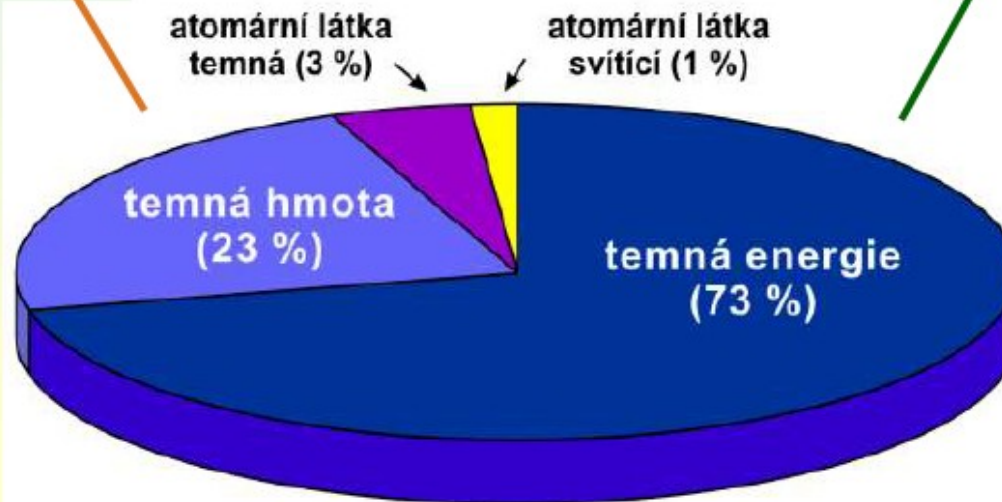
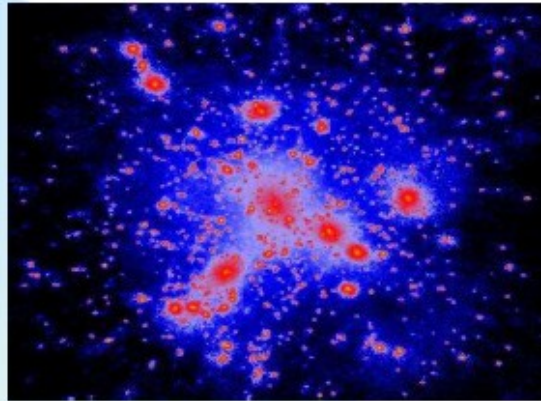


Fritz Zwickey (1898-1974)



Vesmír - současnost

Složení vesmíru



Vesmír - temná hmota a energie

▪ **CDM (Cold Dark Matter)** - chladná temná hmota. Tvoří většinu temné hmoty. Každá malá porucha rozložení hustoty přitahuje pomalé částice CDM a ty ji ještě prohlubují. Vznik struktur „zdola nahoru“.

▪ **HDM (Hot Dark Matter)** – horká temná hmota, menší část, jinak by zabránila vytvoření struktur ve vesmíru. Částice HDM by jakoukoli malou poruchu v rozložení hmoty velmi záhy vyhladily. Vesmír s HDM proto může struktury tvořit jen „shora dolů“.

z gravitačně přijemů galaxií (V.V.) \Rightarrow
23% temné hmoty, 73% temné energie

Nebaryonová (23%)

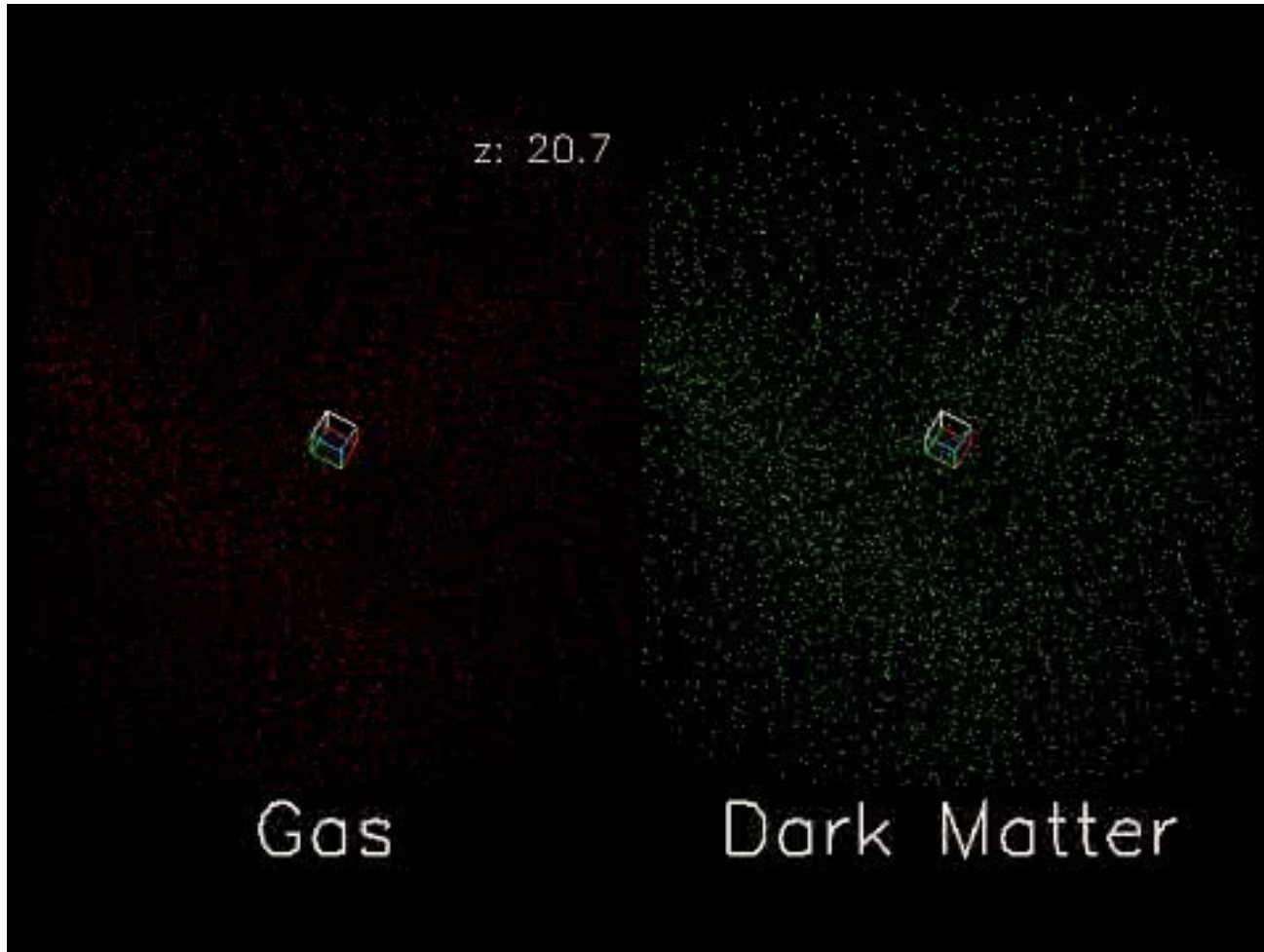
- neutrina (HDM)
- wimpsy (CDM)
- wimpzilly (CDM)
- axiony (CDM)

Baryonová (3%)

- bílí trpaslíci
- neutronové hvězdy
- červení trpaslíci
- černé díry
- objekty planetárního typu
- machos

temná hmota - problém částicové fyziky, temná energie - možná energie vakua

Vesmír - temná hmota



Vesmír - pozorování

Další pozorování

Temná hmota

řada experimentů už probíhá – Kanada, Itálie, Španělsko, USA;

detekce – skrytá hmota v Galaxii tvořena WIMPy (Weakly Interacting Massive Particles) => tisíce WIMPů musí procházet každým cm^2 Země za 1s



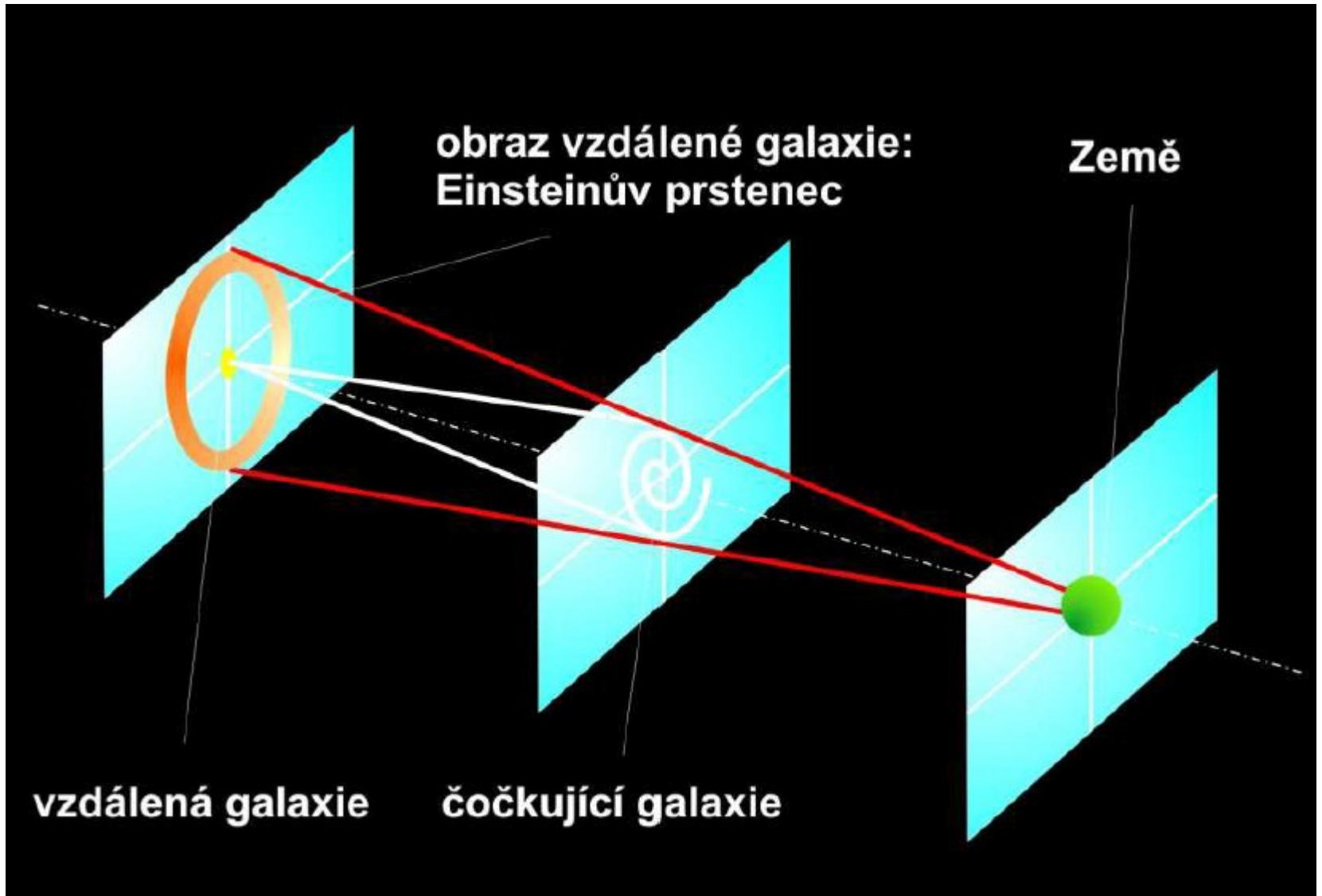
Kosmická neutrina

snaha o detekci neutrinového záření kosmického pozadí (podobné reliktnímu mikrovlnnému záření, ale z doby 2 s po VT) => okno do velmi raného vesmíru
problém: taková neutrina nyní velmi chladná (1.95 K) => přímo prakticky nepozorovatelná

Gravitační vlny

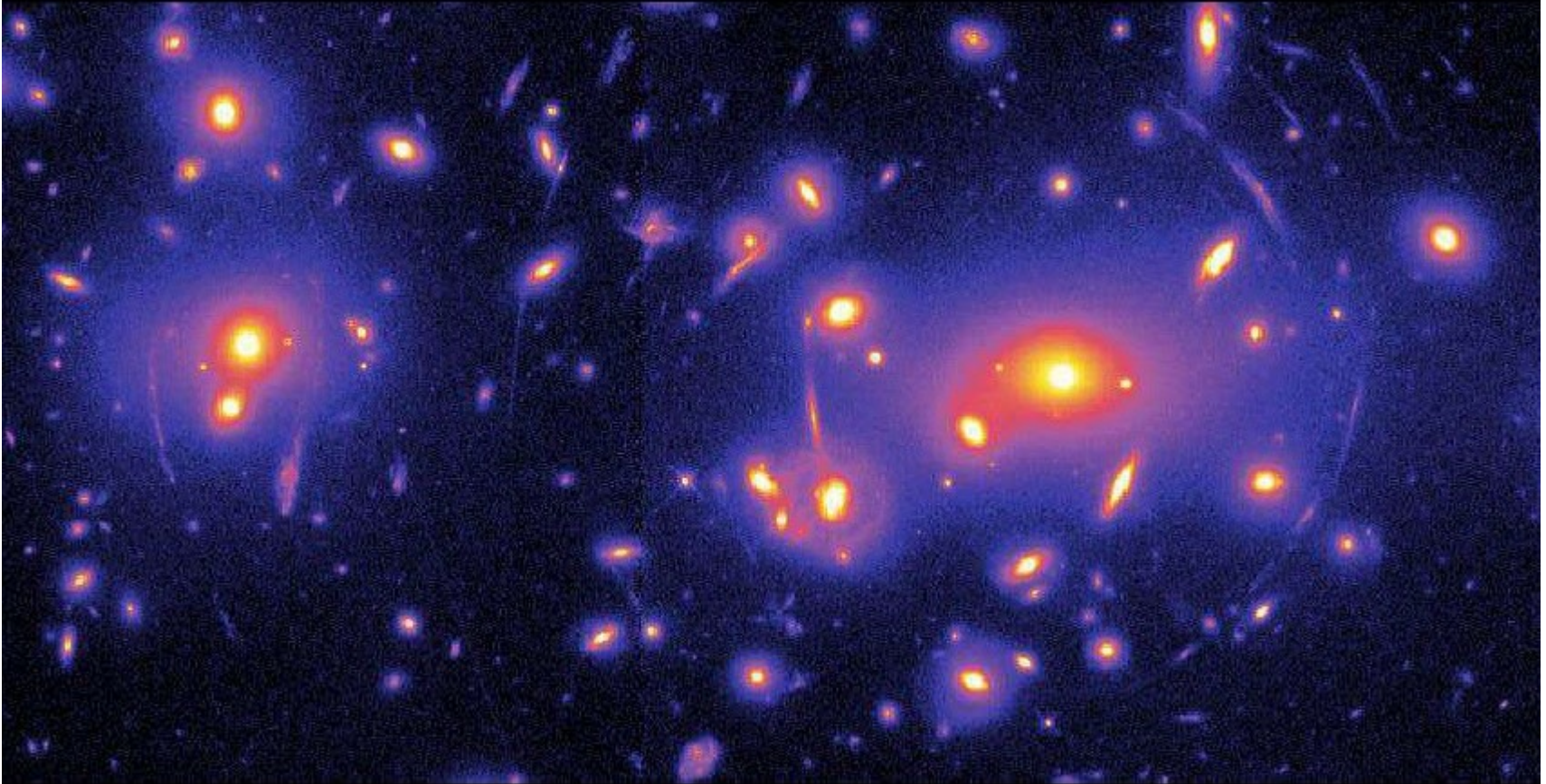
kosmické gravitační vlny pozadí – pozůstatek kosmické inflace
možnosti měření – přímo i nepřímo zkoumáním polarizace CMB
BICEP3, řada detektorů grav. vln LISA, Virgo, GEO 600, TAMA 300 ...

Vesmír - pozorování



Vesmír - pozorování

Temná hmota – kupa galaxií



Obrázek gravitačně čočkující kupy galaxií pořízený HST byl zpracován v roce 2005 speciální technikou na univerzitě v Yale. Z efektu gravitačních čoček na jednotlivé členy kupy byla dopočtena temná hmota, která v kupě musí být. Na obrázku je zobrazena modrou barvou. Je vidět, že obklopuje jednotlivé galaxie v kupě.

Vesmír - pozorování, kosmologický princip

střed vesmíru – historicky Země (Aristoteles) -> Slunce -> ?

Koperník – poloha Země není ve vesmíru jedinečná

pol. 19. stol. – paralaxy hvězd – umístování Slunce do prostoru mezi hvězdy ->

poloha v Galaxii -> Galaxie -> střed vesmíru neexistuje!

základní paradigma kosmologie:

Žádný bod v prostoru nemá privilegované postavení!

Vlastnosti vesmíru v dostatečně velkém měřítku budou stejné pro všechny pozorovatele.



Vesmír musí být homogenní a izotropní!
(stejnorodý a stejný ve všech směrech)

Kosmologický princip - izotropie

1934 Hubble provedl počet galaxií do 20th stupně
že má 1 stupeň. Skupin původně 131 galaxií
absolutní efekt 41 253 čísel. Skupin

porovnáním počtu galaxií hvězdné magnitudy $m, m+1$
můžeme slavnit, jak jsou rozloženy v prostoru
mávaní hvězdné magnitudy galaxií m , absolutní
hvězdné magnitudy M , vzdálenost r

$$r = 10^{1-0.2M} \cdot 10^{0.2m}$$

předpokládáme, že galaxie nacházejí se ve sféře
s galaxií r mají stejnou abs. hvězdnou mag. M ,
jsem rozloženy rovnoměrně. Jád celkový počet
do m - té hvězdné magnitudy je $N(m) \sim r^3$
 $N(m) \sim r^3 \approx 10^{3(1-0.2M)} \cdot 10^{0.6m}$

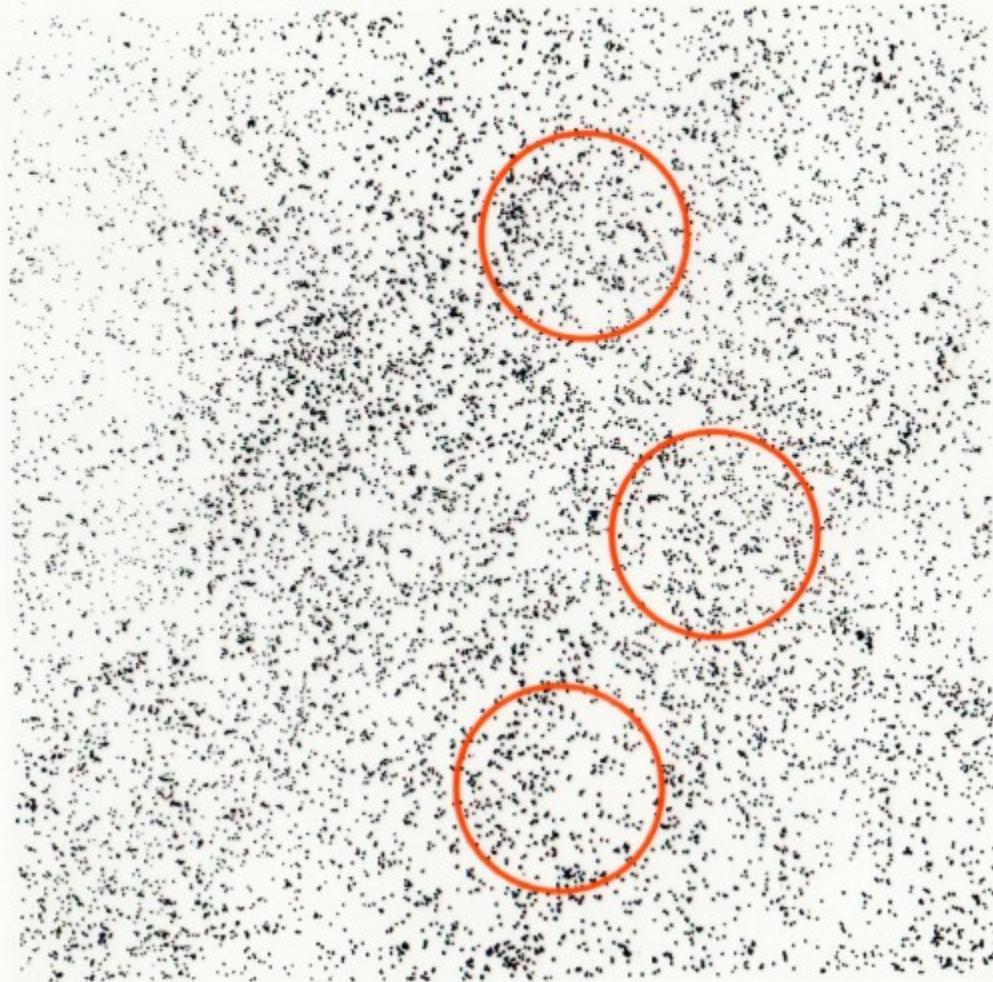
porovnáme celkový počet galaxií s hvězdn. magnitudami
do $m+1$ k počtu galaxií s hvězdn. magnitudou m

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} = \frac{10^{0.6(m+1)}}{10^{0.6m}} = 10^{0.6} = 3.98 \approx 4$$

Hubble dokázal, že tento poměr je stejný ve
všech směrech vesmíru. Tedy galaxie jsou
rovně rozloženy v prostoru i v čase

Kosmologický princip - izotropie

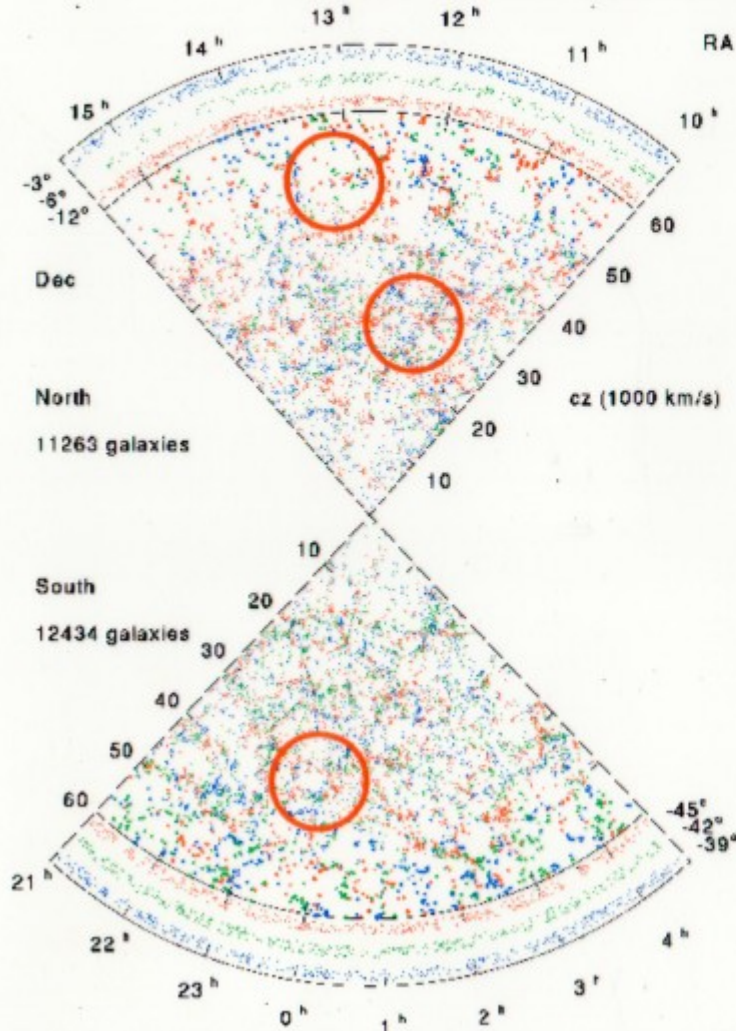
Isotropy of the Universe on large scales: modern measurements (continued)



Isotropy on the scale represented by these circles's diameter means that approximately the same numbers of galaxies are contained within them, no matter where on the sky we put them, which is evidently true in this picture.

Kosmologický princip - homogenita

Homogeneity of the Universe on large scales: modern measurements (concluded)



Homogeneity on the scale of these circles's diameter means that approximately the same numbers of galaxies are contained within them, no matter where we put them within the Universe's volume, which is evidently true in this picture.

Fyzikální kosmologické modely

Newtonův model vesmíru

vesmír je nekonečný, rovnoměrně vyplněný hvězdami, které nekonají žádný systematický pohyb => **homogenní, izotropní** – v prostoru i čase!

hezké ale!!!

vady Newtonova modelu = ***kosmologické paradoxy***:

- **gravitační paradox** - výsledné gravitační pole nekonečného počtu kosmických objektů => gravitační síly se vykompenzují, ale potenciály $\rightarrow \infty$
řešení: prázdný vesmír
- **fotometrický paradox – Olbersův, Keplerův ...** - když je hvězd nekonečně mnoho, proč nevyplní oblohu?
řešení:
 - hvězdy „nežijí“, nezáří nekonečně dlouho
 - vesmír není nekonečný v prostoru i čase; světlo ze stejně vzdálených míst k nám „putuje“ určitou dobu=> ze vzdálenějších oblastí světlo nedolétlo
 - vesmír se rozpíná => kosmologický červený posuv záření; snížení intenzity záření

Nejjednodušším důkazem vývoje a časových změn vesmíru je tma v noci.

Fyzikální kosmologické modely

Standardní model

do poč. 20. st. – vesmír statický a věčný

1916 **Albert Einstein**: OTR

- rovnice obecné relativity $G_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}$
- matematický popis faktu, že hmota kolem sebe zakřivuje prostor a čas
- $\kappa = 8\pi G/c^4$ pro slabá pole Einsteinovy rovnice -> Newtonův gravitační zákon
- vesmír statický => 1917 kosmologická konstanta Λ

$$G_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}$$

1922 **Alexandr Fridman** - řešení rovnic OTR (včetně Λ) popisujících vývoj vesmíru v čase => vesmír není statický, ale dynamický!

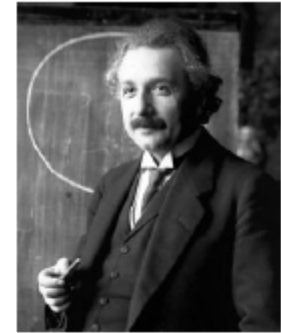


1927 **Georges Lemaître** - nezávislé potvrzení Fridmanových výpočtů (potvrzením objev rozpínání vesmíru)



1929 **Edwin Hubble** – objev vzdalování se galaxií, rozpínání vesmíru

1931 **Albert Einstein** – kosmologická konstanta = největší omyl života (později kosm. konstanta rehabilitována)



Obecná teorie relativity

Einsteinovy rovnice grav. pole:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R - \Lambda g_{ik} = - \frac{8\pi K}{c^4} T_{ik}$$

T_{ik} .. ^{čtyřrozměrny} tenzor
energie - ^{hybnosti} impulzu

$T_{ik} = T_{ki}$.. symetrický tenzor

g_{ik} .. metrický tenzor

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Obecná teorie relativity

R .. invariant křivosti

R_{ik} .. Ricciův tenzor

Λ .. kosmologické konstanta

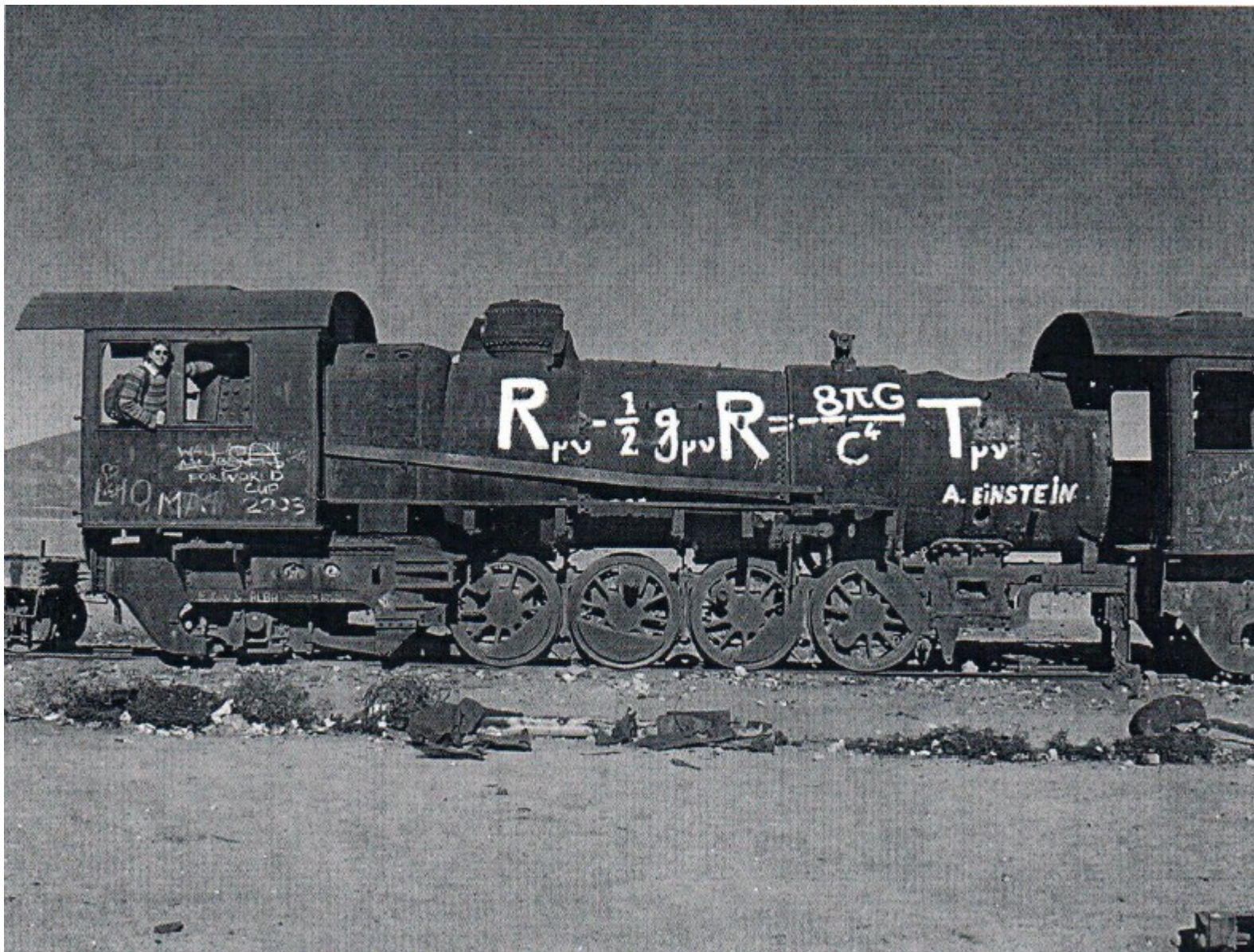
.. Einsteinova rovnice

$$\mathcal{R} = + \frac{8\pi k}{c^4} \approx 7,4 \cdot 10^{-28} \text{ s}^2 \text{ kg}^{-1} \text{ m}^{-1}$$

R_{ik} .. ukazuje, jak se mění geometrie časoprostoru
od euklidovské geometrie

R_{ik} .. ukazuje, jak se mění geometrie časoprostoru
od euklidovské geometrie

Obecná teorie relativity



Alexander Alexandrovič Friedmann

1888 - 1925

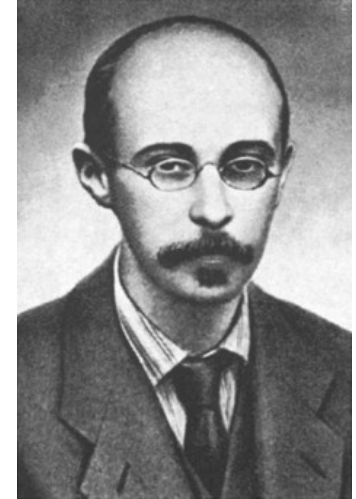
ruský matematik, meteorolog, kosmolog, články

O křivosti prostoru 1922

O možnosti světa s konstantní zápornou křivostí 1924

že vývojový nestacionární model vesmíru (zakřivený, uzavřený, konečný a bez hranic) je možný i

bez tzv. Λ členu



Georges Henri Lemaitre 1894 - 1966

belgický matematik, kosmolog, článek

Homogenní vesmír o konstantní hmotnosti

a rostoucím poloměru se započítáním

radiálních rychlostí extragalaktických mlhovin 1927

existence nestacionárních modelů vesmíru



Friedmannovy rovnice

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} - \Lambda g_{ik} = - \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}$$

$R = R(t)$... plošná křivka prostoru, $\Lambda = 0$

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} + 2 \frac{\ddot{R}}{R} = - \frac{kc^2}{R^2} \quad (1) \quad k \begin{cases} -1 \\ 0 \\ +1 \end{cases}$$

$$\frac{\dot{R}^2}{R^2} - \frac{8\pi G}{3} \rho = - \frac{kc^2}{R^2} \quad (2)$$

do rovnice zadáme $H = \frac{\dot{R}}{R}$ i $q = - \frac{\ddot{R}}{R} \cdot \frac{1}{H^2}$

$$\text{tj} \quad \frac{\dot{R}^2}{R^2} = H^2 \text{ a vyčíslení } \frac{1}{c^2} \quad (2)$$

$$\Rightarrow \frac{k}{R^2} = \frac{8\pi G \rho}{3c^2} - \frac{H^2}{c^2} \text{ i pro } k=0 \Rightarrow$$

$$\rho_k = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

Friedmannovy modely vesmíru

A. Friedmann^{*}, modely vesmíru - ^{*}(1888-1925) po ukončení inflac

a) $k = +1$ zakřivení kladné, uzavřený
eliptický vesmír, $\rho > \rho_k$, konečný
objem a počet částic, $v < v_k$

Friedmannovy modely vesmíru

a) $k = 0$ zakřivení nulové, euklidovský
model vesmíru, $\rho = \rho_k$, vesmír je
stejný, nekonečný, počet částic
i objem jsou nekonečné, $v = v_k$

c) $k = -1$ zakřivení záporné, otevřený
hyperbolický model vesmíru,
 $\rho < \rho_k$, otevřený, nekonečný,
počet částic i objem jsou nekonečné.
 $v > v_k$, rozměry rostou!

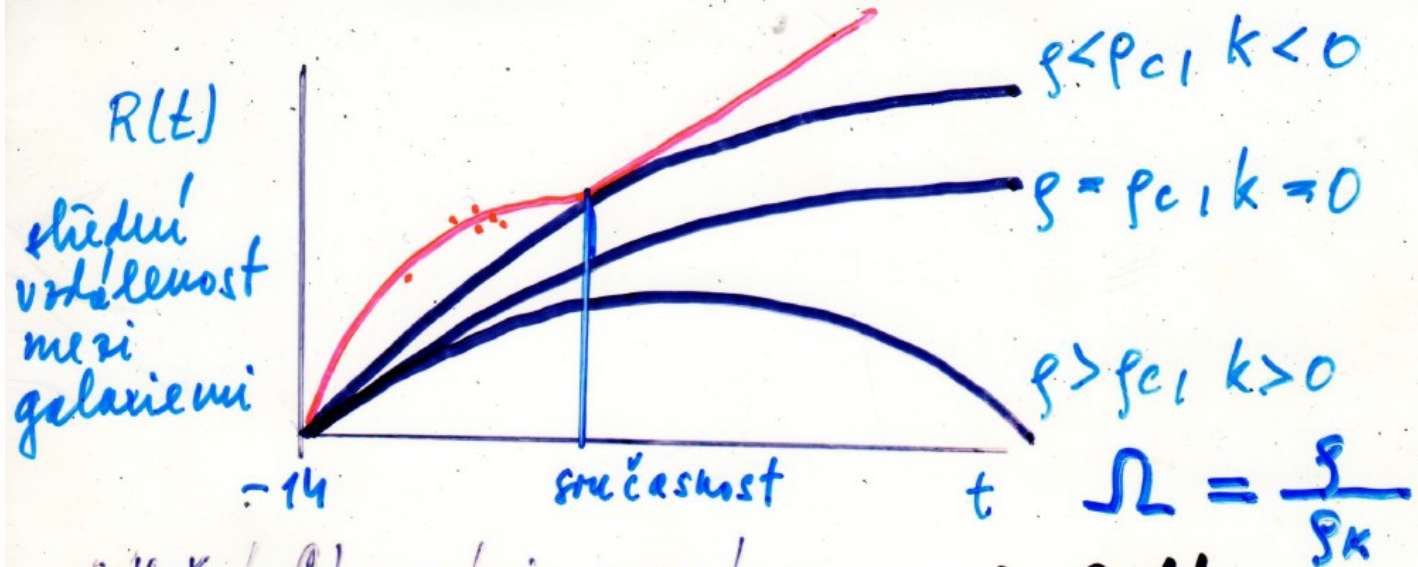
$$\text{z rovnice (1), (2)} \Rightarrow H^2(2q - 1) = k \frac{c^2}{R^2}$$

$$\text{a) } k > 0 \Rightarrow q > 1/2$$

$$\text{b) } k = 0 \Rightarrow q = 1/2$$

$$\text{c) } k < 0 \Rightarrow q < 1/2$$

Vývoj vesmíru



inflační fáze vzniká ve velmi
 v době $(10^{-35} - 10^{-32})$ s

A. Guth

~ 1980

oddělení silné interakce od elektromagnetické
 na počátku vzniká všechny interakce spojené,
 postupně se jednotlivé interakce oddělují

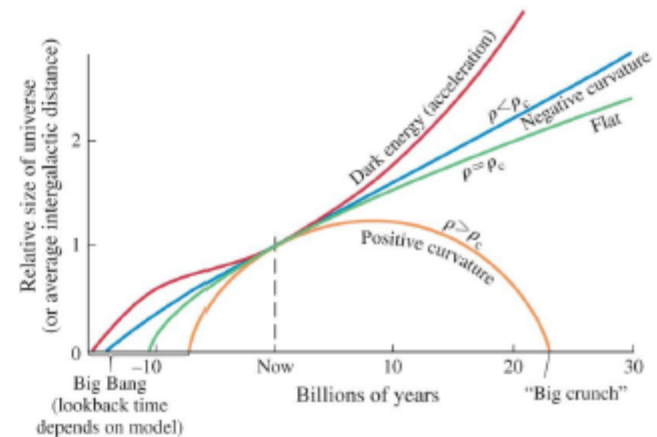
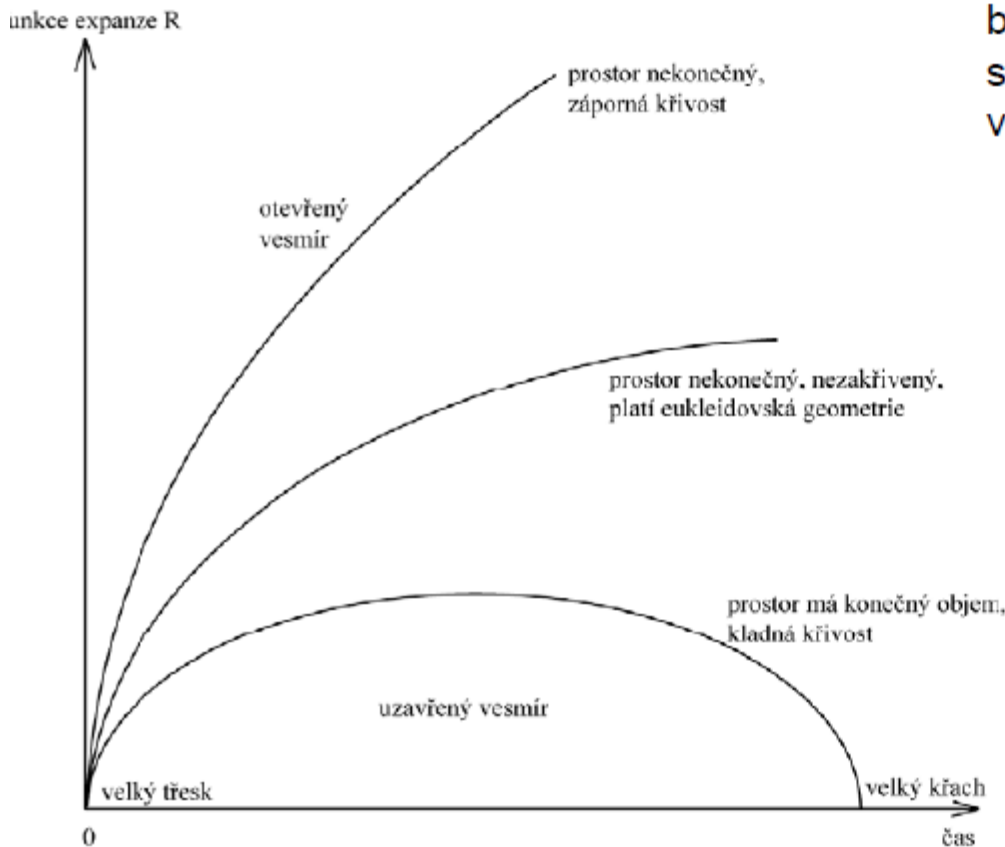
současný pokled - $k < 0$, zrychlující
 rozpínání vesmíru

Friedmannovy modely vesmíru

Fridmanovy modely

v počátečních fázích se vesmír rozpíná, expanze vesmíru probíhá buď stále nebo se může změnit ve smršťování

Funkce expanze (škálovací faktor) R :
bezrozměrné číslo, (udává, jak se s časem mění vzdálenosti ve vesmíru)



Friedmannovy modely vesmíru

Hubbleův-Lemaîtreův vztah a kosmologický princip

kosmologický princip => pozorovatel by měl vidět stejné rozložení rychlostí ostatních galaxií nezávisle na místě, kde se nachází

matematickým důsledkem kosmologického principu – **Hubbleův-Lemaîtreův vztah** (1927-9):

Relativní rychlost libovolných dvou galaxií je úměrná vzdálenosti mezi nimi.

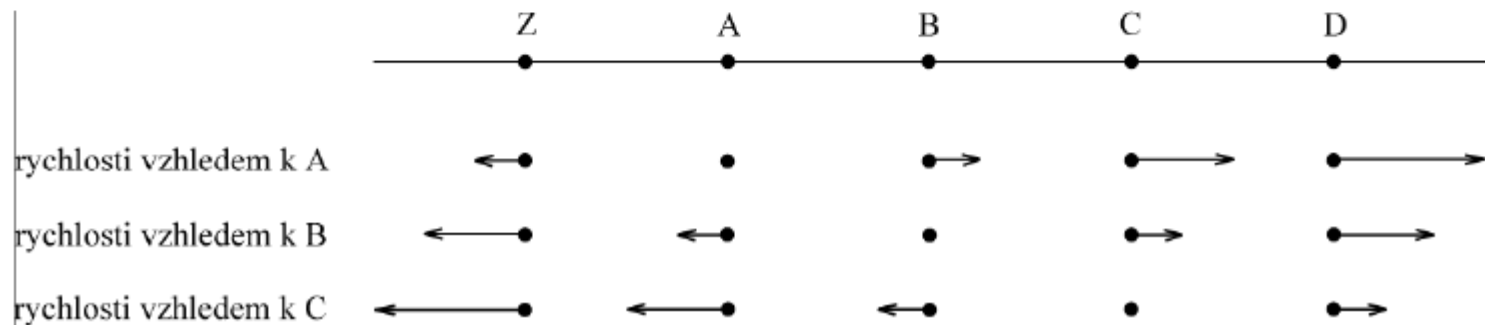
$v = Hr$ – potvrzením správnosti kosmologického principu

dvojí směr:

Hubble - zjištění $v=H.r$ -> nepřímé potvrzení správnosti kosmologického principu => různé části vesmíru se neliší => platí kosmologický princip

a obráceně

kosmologický princip správný => vztah úměrnosti mezi vzdáleností a rychlostí galaxií => z měření Dopplerova posuvu určíme vzdálenost dalekých objektů

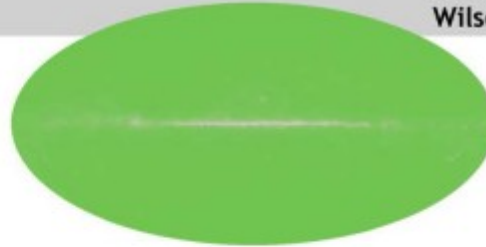


Reliktní záření

1965



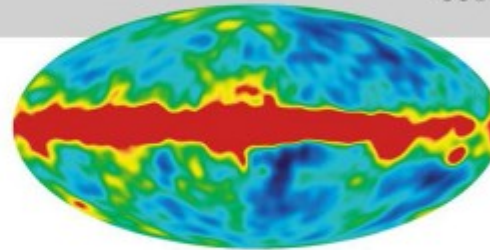
Penzias and
Wilson



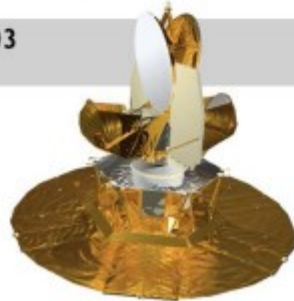
1992



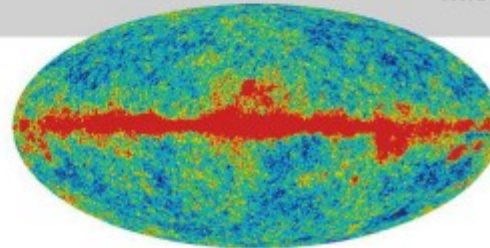
COBE



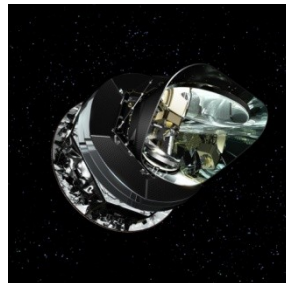
2003



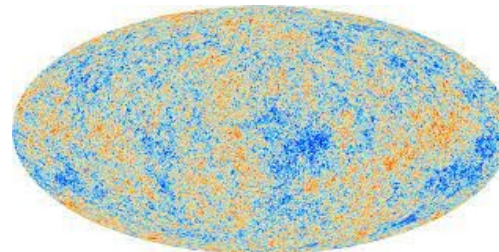
WMAP



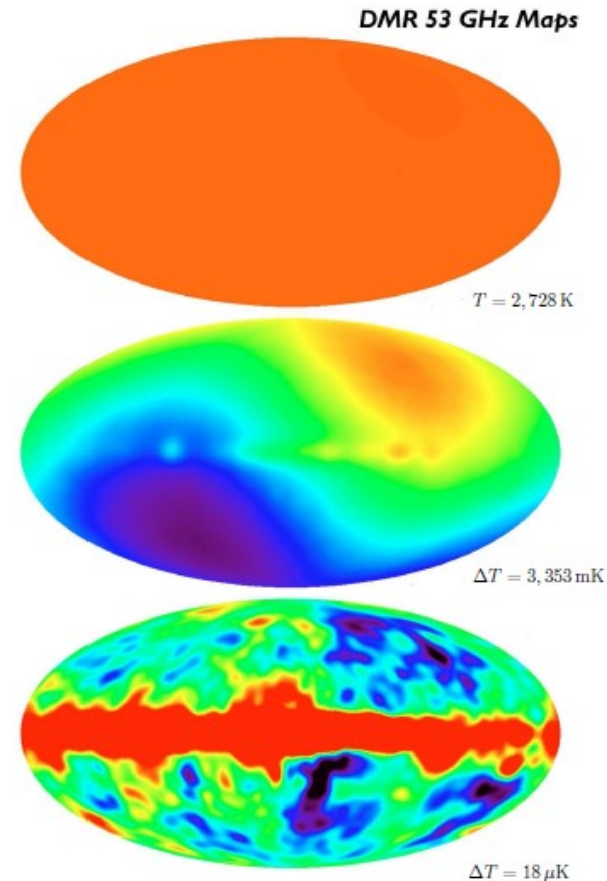
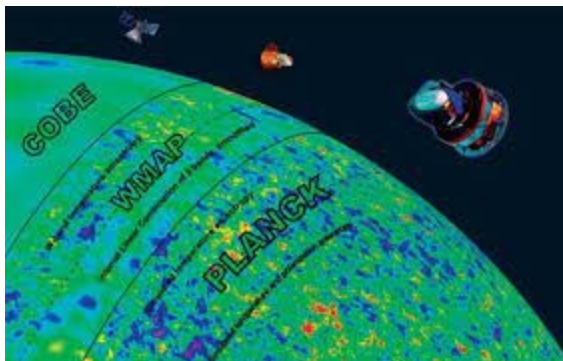
2009



Planck

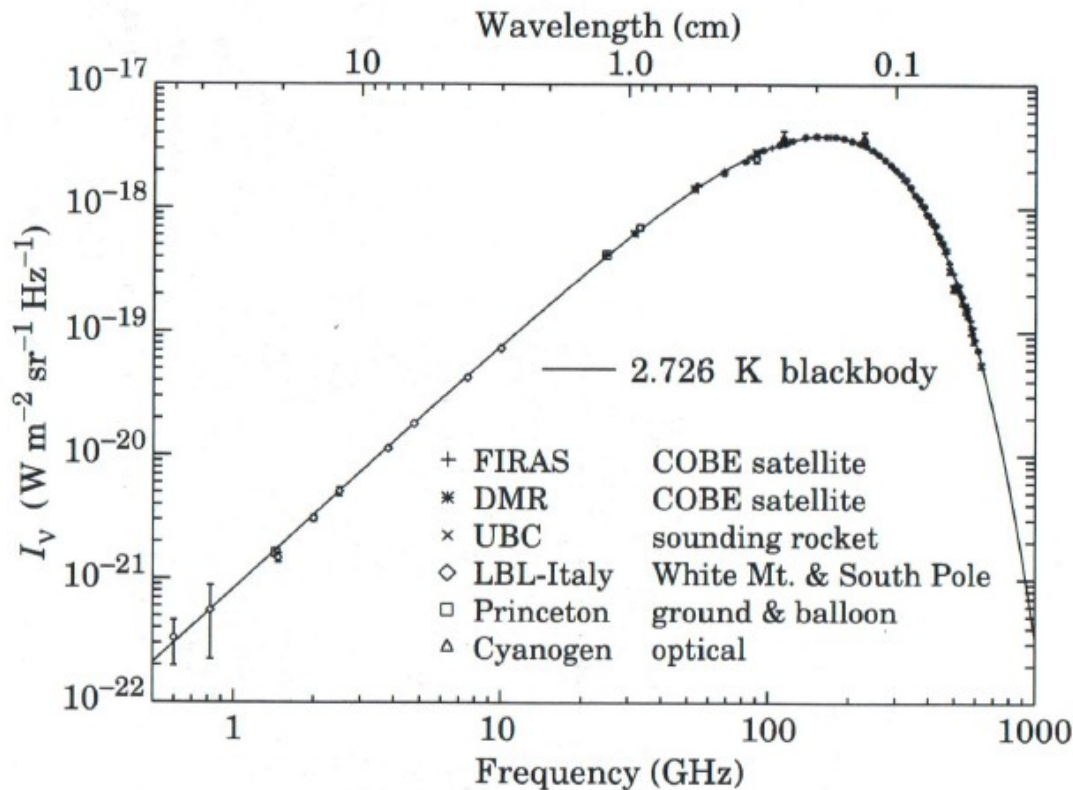


Reliktní záření - družice Cobe



Obr. 1.2: Teplota kosmického mikrovlnného záření podle výsledků družice COBE, konkrétně její součásti DMR (Differential Microwave Radiometer). Tři mapy teploty záření pro různé rozsahy jsou vyneseny v galaktických souřadnicích, rovina naší Galaxie se nachází uprostřed. Horní mapa dokládá, že záření je vysoce homogenní s teplotou $T \approx 2,73 \text{ K}$. Prostřední část ukazuje rozdíly v teplotě řádu mK. Zřetelná dipólová anizotropie odpovídá pohybu sluneční soustavy vůči kosmickému mikrovlnnému záření (jeho klidové soustavě). Pokud tuto anizotropii odečteme, získáme zbývající anizotropii řádu μK na dolní mapě, přičemž výrazný červený pruh uprostřed odpovídá záření z naší Galaxie; více obrázků a informací lze nalézt na <http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/cobe/> a v [1.4]. Studium anizotropií mikrovlnného záření, jež jsou podle současných představ „otiskem“ fluktuací hustoty vesmíru v době vzniku mikrovlnného záření (tj. asi 300-400 000 let po velkém třesku), je považováno za klíč k pochopení vzniku pozorovaných

Reliktní záření



Penzias & Wilson (1965):
“Measurement of Excess
Antenna Temperature at
4080 Mc/s”

⇒ Cosmic Microwave
Background radiation (CMB)

CMB spectrum is
blackbody with temperature
 $T_{\text{CMB}} = 2.728 \pm 0.004 \text{ K}$.

(Smoot et al., 1997, Fig. 1)

Nobelova cena r. 1978

THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND RADIATION

Nobel Lecture, 8 December, 1978

by

ROBERT W. WILSON

Bell Laboratories

Holmdel, N.J. U.S.A.

1. INTRODUCTION

Radio Astronomy has added greatly to our understanding of the structure and dynamics of the universe. The cosmic microwave background radiation, considered a relic of the explosion at the beginning of the universe some 18 billion years ago, is one of the most powerful aids in determining these features of the universe. This paper is about the discovery of the cosmic microwave background radiation. It starts with a section on radio astronomical measuring techniques. This is followed by the history of the detection of the background radiation, its identification, and finally by a summary of our present knowledge of its properties.

Nobelova cena r. 1978

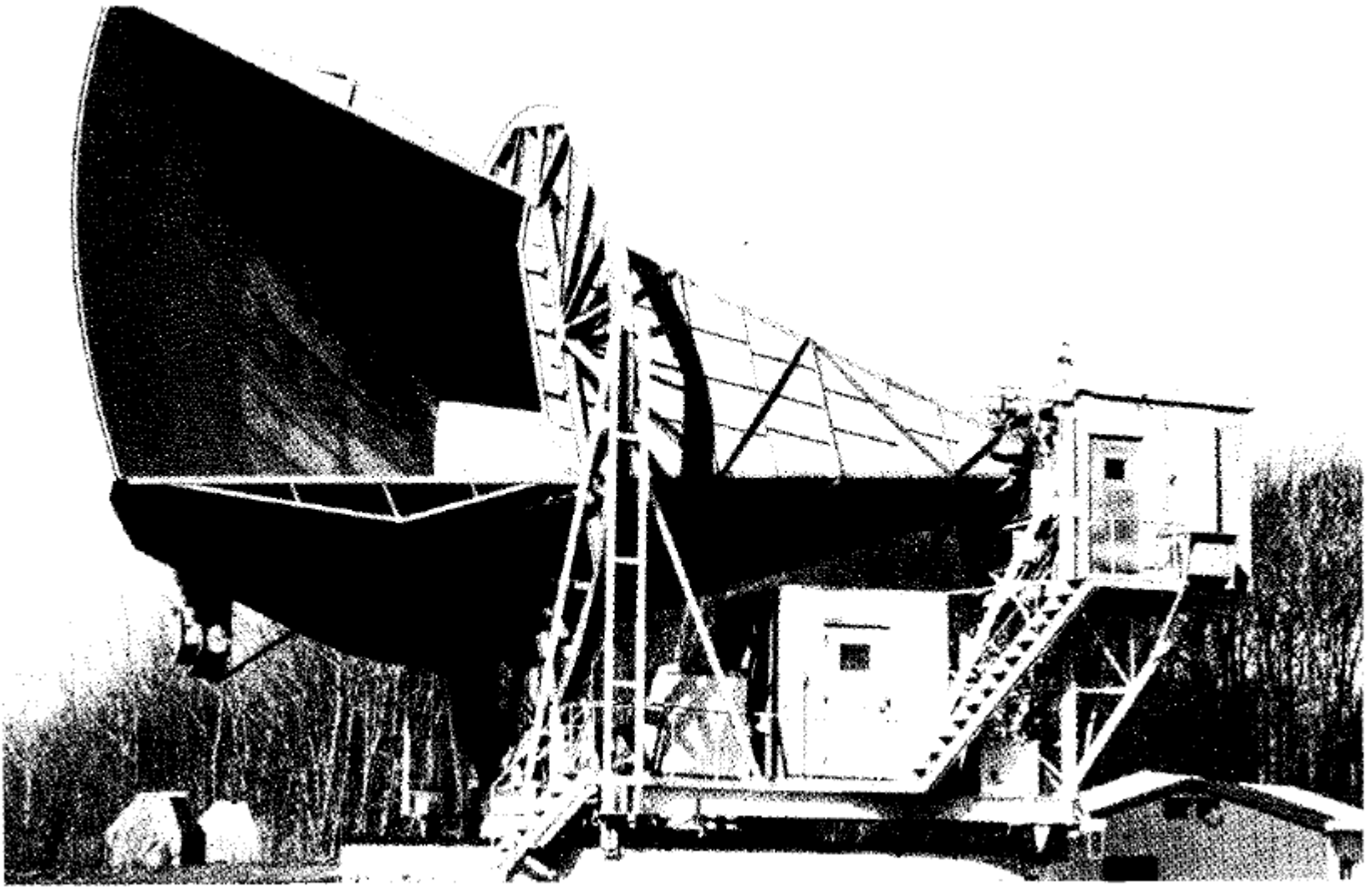


Fig. 1 The 20 foot horn-reflector which was used to discover the Cosmic Microwave Background Radiation.

Gravitační vlny 1916

Näherungsweise Integration der Feldgleichungen der Gravitation.

VON A. EINSTEIN.

Bei der Behandlung der meisten speziellen (nicht prinzipiellen) Probleme auf dem Gebiete der Gravitationstheorie kann man sich damit begnügen, die $g_{\mu\nu}$ in erster Näherung zu berechnen. Dabei bedient man sich mit Vorteil der imaginären Zeitvariable $x_4 = it$ aus denselben Gründen wie in der speziellen Relativitätstheorie. Unter »erster Näherung« ist dabei verstanden, daß die durch die Gleichung

$$g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu} \quad (1)$$

definierten Größen $\gamma_{\mu\nu}$, welche linearen orthogonalen Transformationen gegenüber Tensorcharakter besitzen, gegen 1 als kleine Größen behandelt werden können, deren Quadrate und Produkte gegen die ersten Potenzen vernachlässigt werden dürfen. Dabei ist $\delta_{\mu\nu} = 1$ bzw. $\delta_{\mu\nu} = 0$, je nachdem $\mu = \nu$ oder $\mu \neq \nu$.

Wir werden zeigen, daß diese $\gamma_{\mu\nu}$ in analoger Weise berechnet werden können wie die retardierten Potentiale der Elektrodynamik. Daraus folgt dann zunächst, daß sich die Gravitationsfelder mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Wir werden im Anschluß an diese allgemeine Lösung die Gravitationswellen und deren Entstehungsweise untersuchen. Es hat sich gezeigt, daß die von mir vorgeschlagene Wahl des Bezugssystems gemäß der Bedingung $g = |g_{\mu\nu}| = -1$ für die Berechnung der Felder in erster Näherung nicht vorteilhaft ist. Ich wurde hierauf aufmerksam durch eine briefliche Mitteilung des Astronomen DE SITTER, der fand, daß man durch eine andere Wahl des Bezugssystems zu einem einfacheren Ausdruck des Gravitationsfeldes eines ruhenden Massenpunktes gelangen kann, als ich ihn früher gegeben hatte¹. Ich stütze mich daher im folgenden auf die allgemein invarianten Feldgleichungen.

předpověď existence gravitačních vln, které byly po sto letech experimentálně detekovány od roku 2015 ..interferometry LIGO a Virgo, pocházely od srážky černých děr, Nobelova cena za fyziku r. 2017

Gravitační vlny 1918

154 Gesamtsitzung vom 14. Februar 1918. — Mitteilung vom 31. Januar

Über Gravitationswellen.

VON A. EINSTEIN.

(Vorgelegt am 31. Januar 1918 [s. oben S. 79].)

Die wichtige Frage, wie die Ausbreitung der Gravitationsfelder erfolgt, ist schon vor anderthalb Jahren in einer Akademiearbeit von mir behandelt worden¹. Da aber meine damalige Darstellung des Gegenstandes nicht genügend durchsichtig und außerdem durch einen bedauerlichen Rechenfehler verunstaltet ist, muß ich hier nochmals auf die Angelegenheit zurückkommen.

Wie damals beschränke ich mich auch hier auf den Fall, daß das betrachtete zeiträumliche Kontinuum sich von einem »galileischen« nur sehr wenig unterscheidet. Um für alle Indizes

$$g_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu} + \gamma_{\mu\nu} \quad (1)$$

setzen zu können, wählen wir, wie es in der speziellen Relativitätstheorie üblich ist, die Zeitvariable x_4 rein imaginär, indem wir

$$x_4 = it$$

setzen, wobei t die »Lichtzeit« bedeutet. In (1) ist $\delta_{\mu\nu} = 1$ bzw. $\delta_{\mu\nu} = 0$, je nachdem $\mu = \nu$ oder $\mu \neq \nu$ ist. Die $\gamma_{\mu\nu}$ sind gegen 1 kleine Größen, welche die Abweichung des Kontinuums vom feldfreien darstellen: sie bilden einen Tensor vom zweiten Range gegenüber LORENTZ-Transformationen.

§ 1. Lösung der Näherungsgleichungen des Gravitationsfeldes durch retardierte Potentiale.

Wir gehen aus von den für ein beliebiges Koordinatensystem gültigen² Feldgleichungen

$$\begin{aligned} -\sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \sum_{\alpha} \frac{\partial}{\partial x_{\nu}} \left\{ \begin{matrix} \mu\alpha \\ \alpha \end{matrix} \right\} + \sum_{\alpha\beta} \left\{ \begin{matrix} \mu\alpha \\ \beta \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \nu\beta \\ \alpha \end{matrix} \right\} - \sum_{\alpha\beta} \left\{ \begin{matrix} \mu\nu \\ \alpha \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \alpha\beta \\ \beta \end{matrix} \right\} \\ = -\kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right). \end{aligned} \quad (2)$$

¹ Diese Sitzungsber. 1916, S. 688 ff.

² Von der Einführung des γ -Gliedes (vgl. diese Sitzungsber. 1917, S. 142) ist dabei Abstand genommen.

Gravitační vlny 1918

156 Gesamtsitzung vom 14. Februar 1918. — Mitteilung vom 31. Januar

so gewählt werden, daß die $g_{\alpha\beta}$ des neuen Systems vier willkürlich vorgeschriebenen Beziehungen genügen. Diese denken wir so gewählt, daß sie im Falle der uns interessierenden Näherung in die Gleichungen (5) übergehen. Die letzteren Gleichungen bedeuten also eine von uns gewählte Vorschrift, nach welcher das Koordinatensystem zu wählen ist. Vermöge (5) erhält man an Stelle von (4) die einfachen Gleichungen

$$\sum_{\alpha} \frac{\partial^2 \gamma'_{\alpha\alpha}}{\partial x_{\alpha}^2} = 2 \times T_{\alpha\alpha}. \quad (6)$$

Aus (6) erkennt man, daß sich die Gravitationsfelder mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Die $\gamma_{\alpha\beta}$ lassen sich bei gegebenen $T_{\alpha\beta}$ aus letzteren nach Art der retardierten Potentiale berechnen. Sind x, y, z, t die reellen Koordinaten $x_1, x_2, x_3, \frac{x_4}{i}$ des Aufpunktes, für welchen die $\gamma'_{\alpha\beta}$ berechnet werden sollen, x_1, y_1, z_1 die räumlichen Koordinaten eines Raumelementes dV_1 , r der räumliche Abstand zwischen letzterem und dem Aufpunkt, so hat man

$$\gamma'_{\alpha\beta} = -\frac{\kappa}{2\pi} \int \frac{T_{\alpha\beta}(x_1, y_1, z_1, t-r)}{r} dV_1. \quad (7)$$

§ 2. Die Energiekomponenten des Gravitationsfeldes.

Ich habe früher¹ die Energiekomponenten des Gravitationsfeldes für den Fall explizite angegeben, daß die Koordinatenwahl gemäß der Bedingung

$$g = |g_{\alpha\beta}| = 1$$

erfolgt, welche Bedingung im Falle der hier behandelten Näherung

$$\gamma = \sum_{\alpha} \gamma_{\alpha\alpha} = 0$$

lauten würde. Dieselbe ist aber bei unserer jetzigen Koordinatenwahl im allgemeinen nicht erfüllt. Es ist deswegen am einfachsten, die Energiekomponenten hier durch eine gesonderte Überlegung zu ermitteln.

Dabei ist jedoch folgende Schwierigkeit zu beachten. Unsere Feldgleichungen (6) sind nur in der ersten Größenordnung richtig, während die Energiegleichungen — wie leicht zu schließen ist — klein von der zweiten Größenordnung sind. Wir gelangen jedoch bequem durch folgende Überlegung zum Ziel. Die Energiekomponenten $\mathfrak{E}_{\alpha}^{\beta}$ (der Materie) und t_{α}^{β} (des Gravitationsfeldes) erfüllen gemäß der allgemeinen Theorie die Relationen

¹ Ann. d. Phys. 49. 1916. Gleichung (50).

Vývoj vesmíru

průběh singulárity

$t=0$, $\rho \rightarrow \infty$, $T \rightarrow \infty$

S. Hawking dokázal, že v rámci OTR je nevyhnutelná r. 1970

po roce 1985 první inflační modely vesmíru

v inflační fázi mohlo dojít k uvolnění energie, šířou vesmíru

Vývoj vesmíru

nový model vesmíru se singularním počátkem

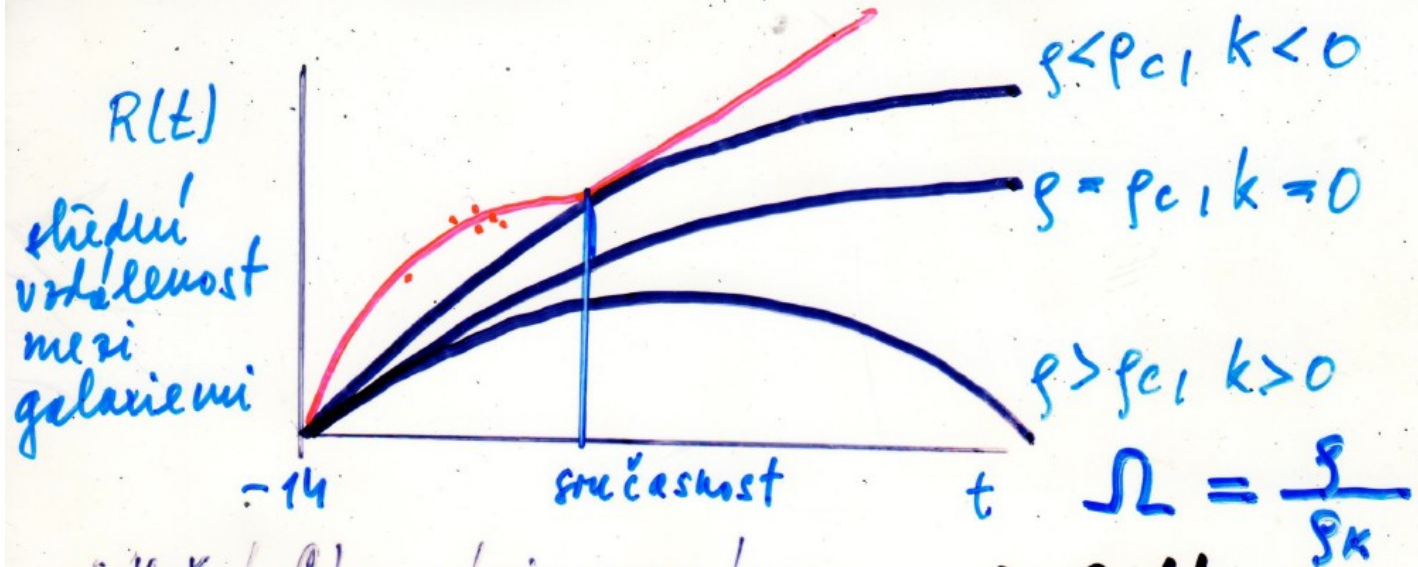
kosmologický princip

vesmír homogenní (ve všech místech stejný)

izotropní (ve všech směrech stejný)

Základ většiny kosmologických modelů

Vývoj vesmíru



inflační fáze vzniká ve velmi
 v době $(10^{-35} - 10^{-32})$ s

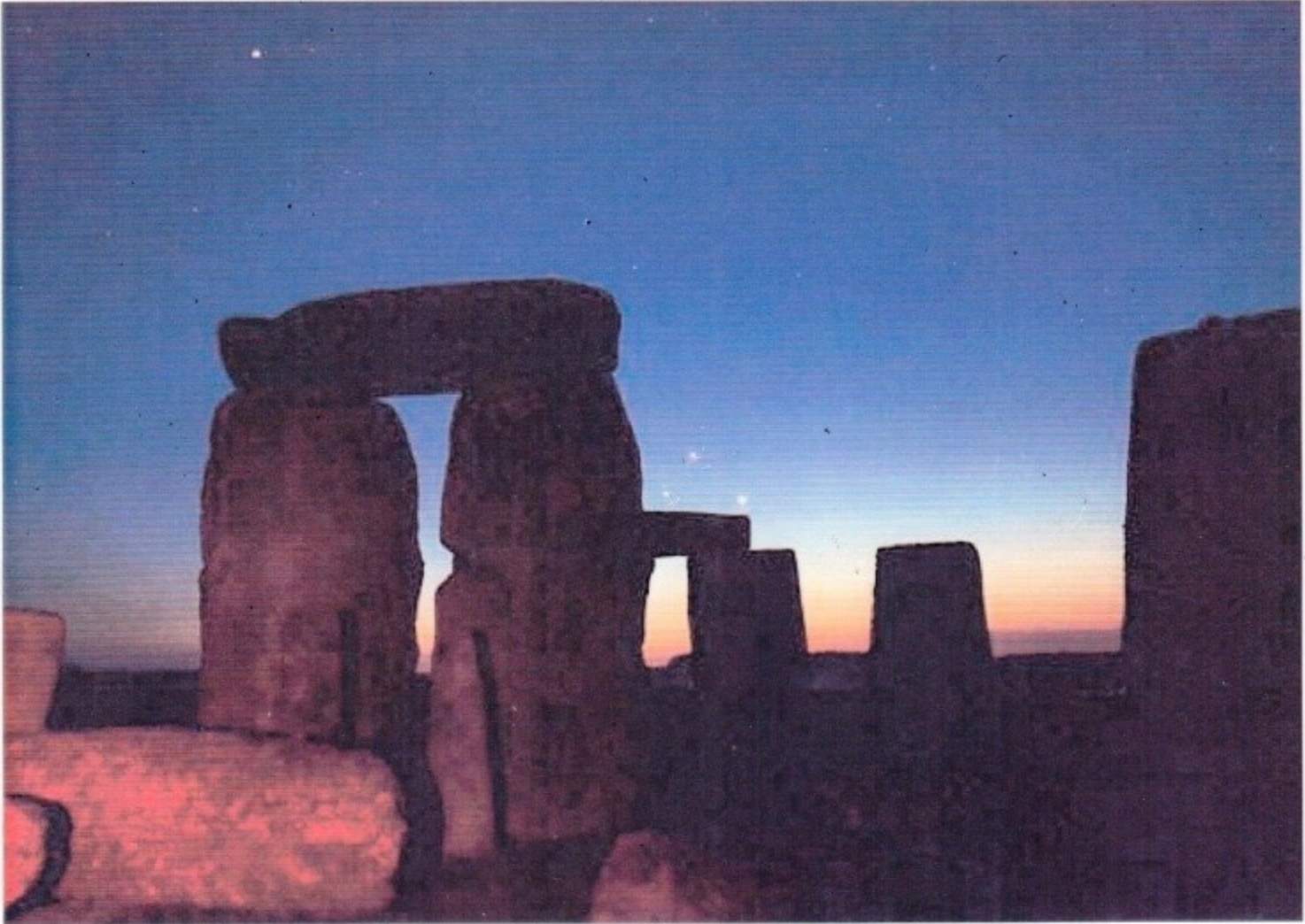
A. Guth

~ 1980

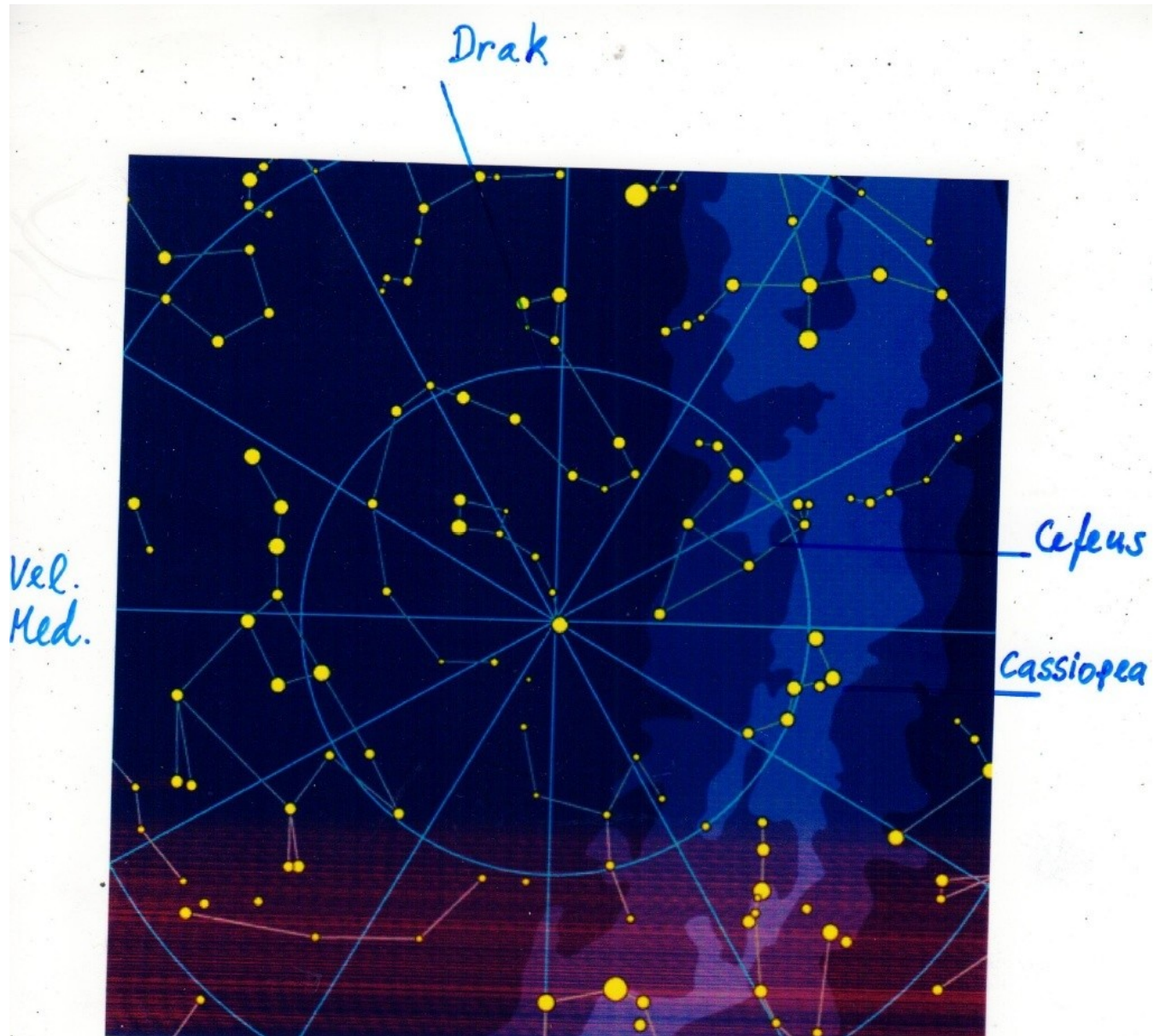
oddělení silné interakce od elektromagnetické
 na počátku vzniká všechny interakce spojené,
 postupně se jednotlivé interakce oddělují

současny pokled - $k < 0$, zrychlující
 rozpínání vesmíru

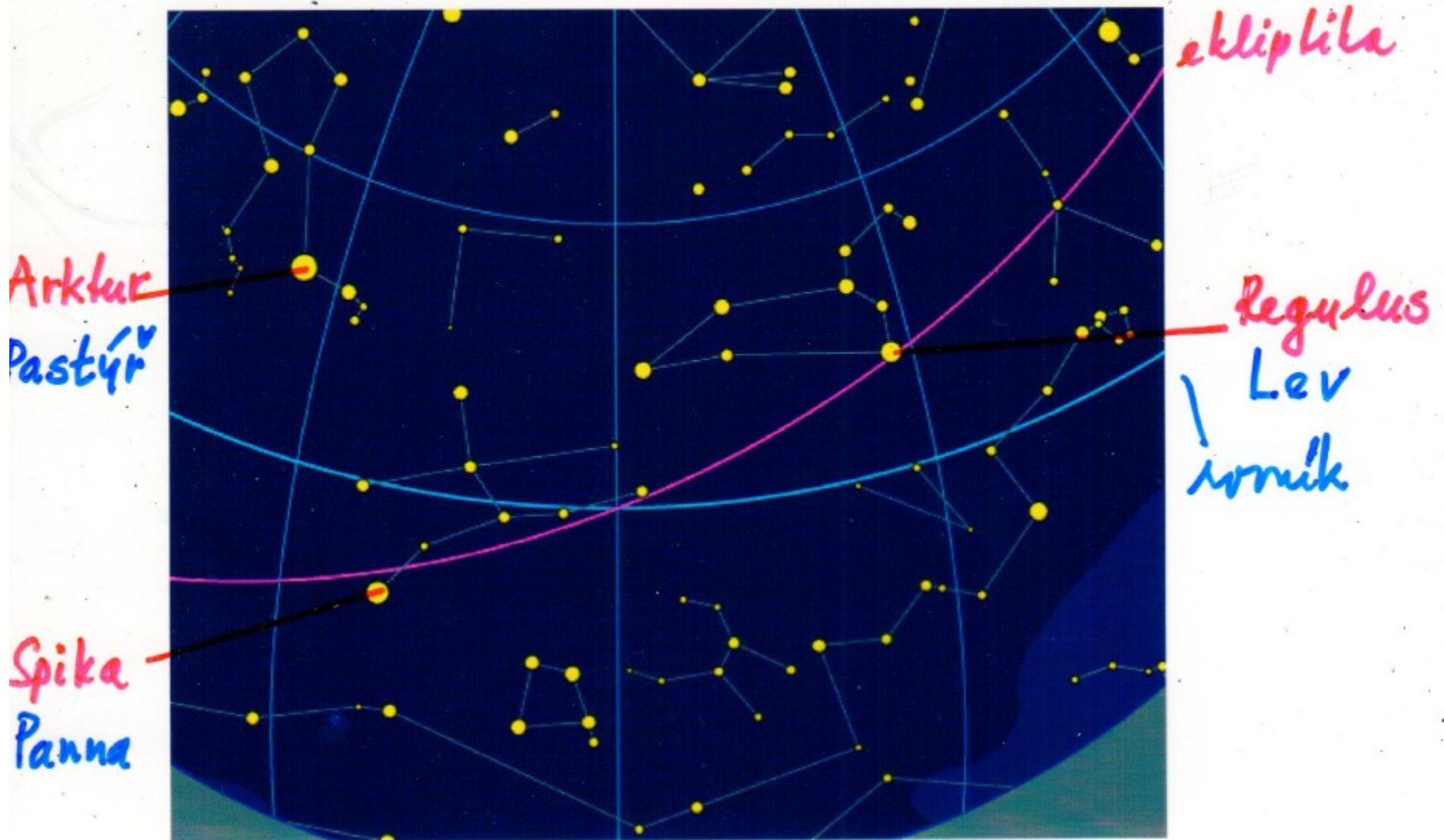
Pozorování, obloha



Hvězdná obloha, cirkumpolární souhvězdí



Hvězdná obloha, jaro



Hvězdná obloha, léto

Deneb
Labuť

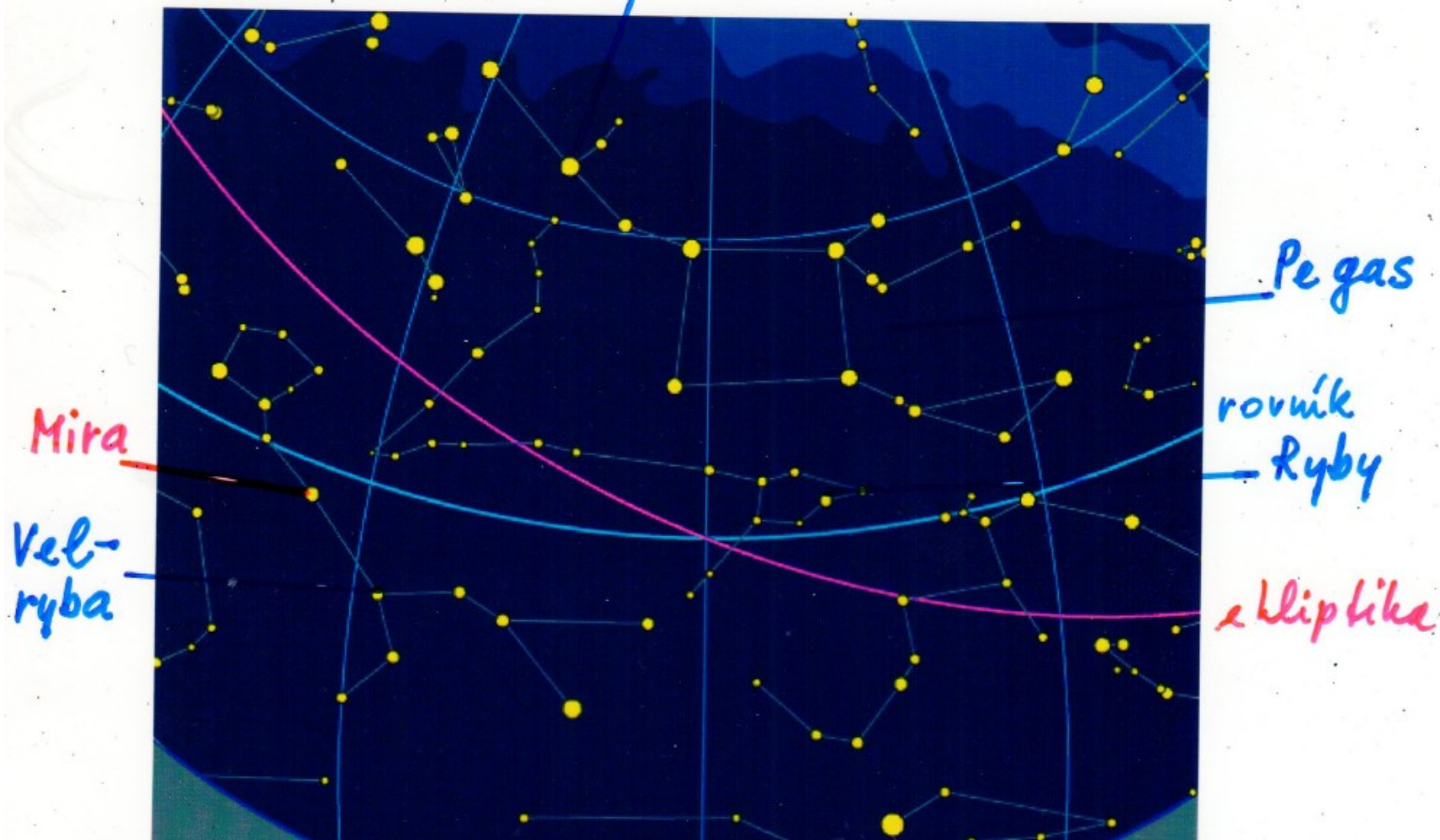
Vega
Lyra

Altair
Orle



Hvězdná obloha, podzim

Andromeda



Pegasus

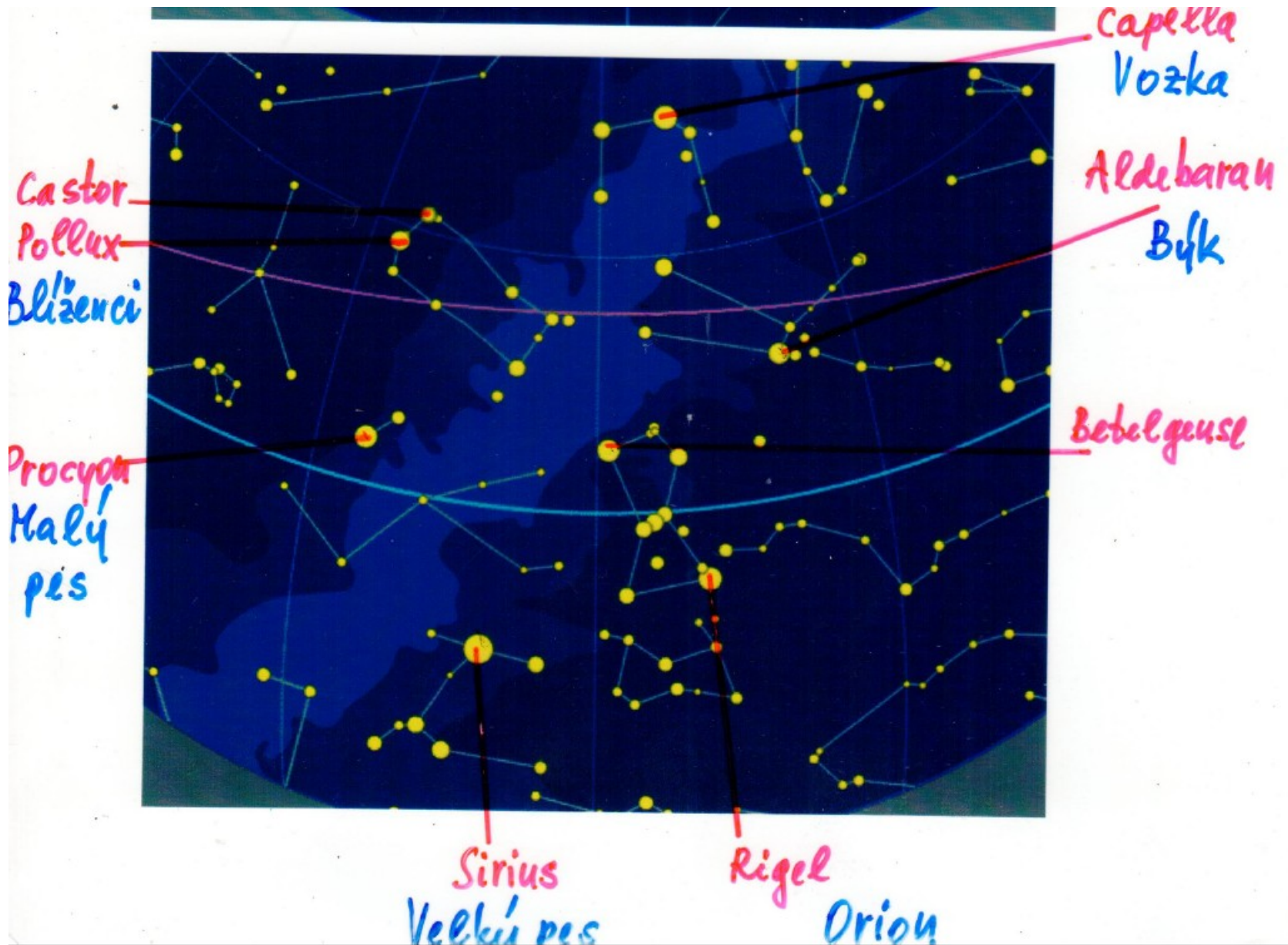
Mira

Vel-ryba

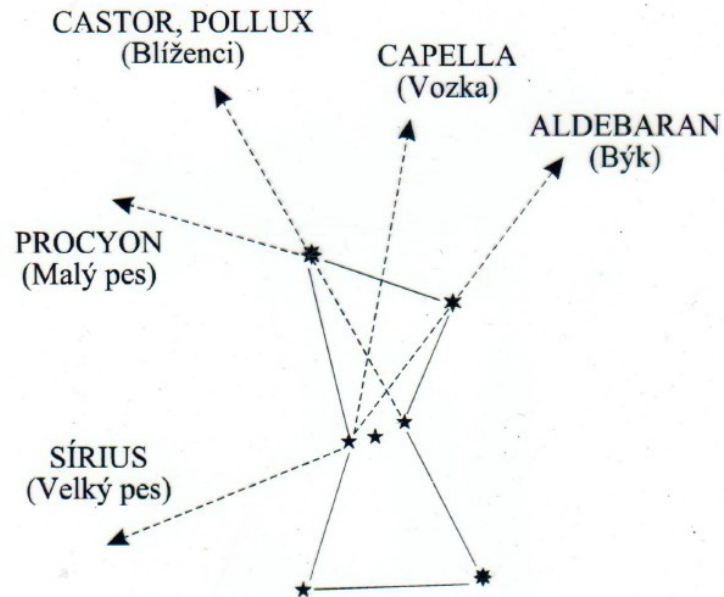
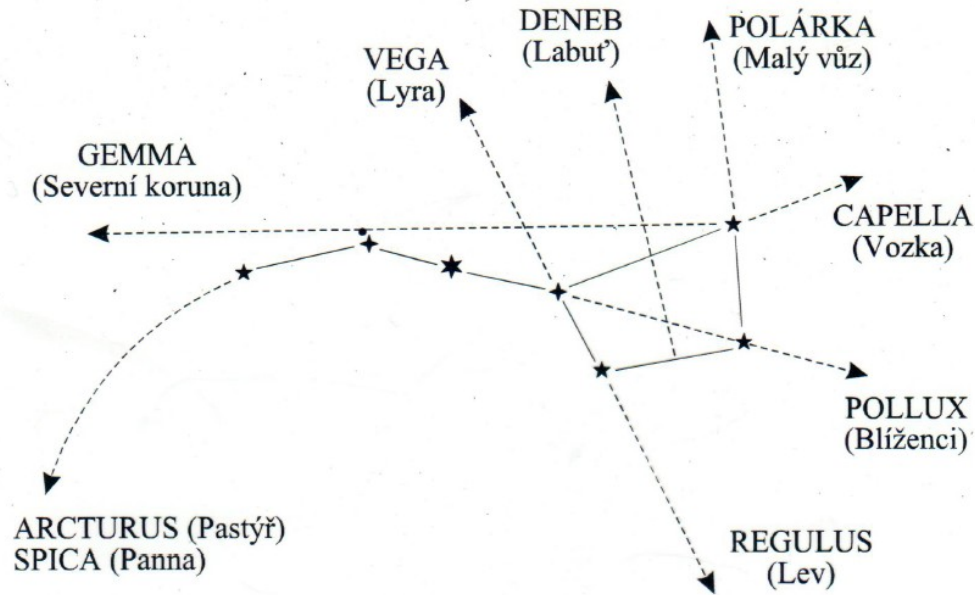
rovník
Ryby

ekliptika

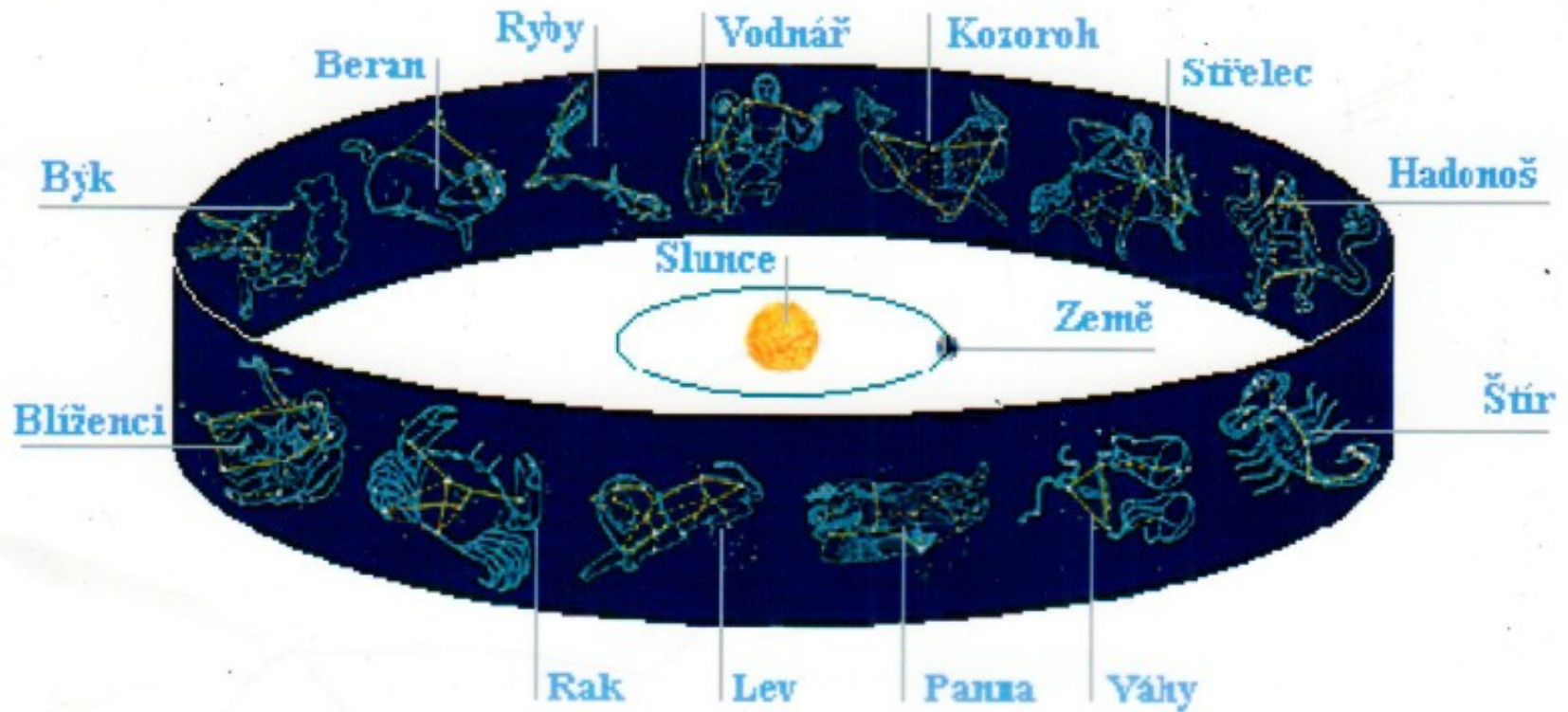
Hvězdná obloha, zima



Orientace na obloze



Zvířetníková souhvězdí



Pohyb Slunce na obloze

(platí pro naši zeměpisnou šířku, tj. asi +50 stupňů)

Začátek *astronomického jara* (kolem 21. 3., jarní rovnodennost):

- Slunce vychází v 6 h východním směrem;
- v poledne je Slunce asi 40 stupňů vysoko (nad vodorovnou rovinou);
- Slunce zapadá v 18 h západním směrem;
- „bílý den“ trvá přibližně 12 h, noc také 12 h.

Začátek *astronomického léta* (kolem 21. 6., letní slunovrat):

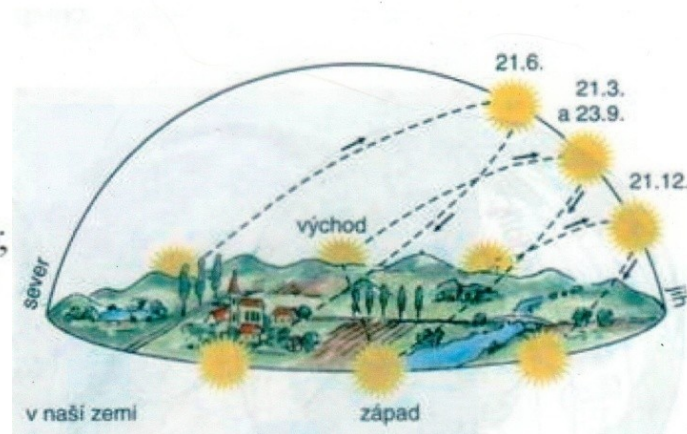
- Slunce vychází ve 4 h severovýchodním směrem;
- v poledne je Slunce asi 63 stupňů vysoko (nad vodorovnou rovinou);
- Slunce zapadá v 20 h severozápadním směrem;
- „bílý den“ trvá přibližně 16 h, noc 8 h.

Začátek *astronomického podzimu* (kolem 23. 9., podzimní rovnodennost):

- Slunce vychází v 6 h východním směrem;
- v poledne je Slunce asi 40 stupňů vysoko (nad vodorovnou rovinou);
- Slunce zapadá v 18 h západním směrem;
- „bílý den“ trvá přibližně 12 h, noc také 12 h.

Začátek *astronomické zimy* (kolem 21. 12., zimní slunovrat):

- Slunce vychází v 8 h jihovýchodním směrem;
- v poledne je Slunce asi 17 stupňů vysoko (nad vodorovnou rovinou);
- Slunce zapadá v 16 h jihozápadním směrem;
- „bílý den“ trvá přibližně 8 h, noc 16 h.



Střídání ročních období

stálý sklon rotační osy Země k rovině oběhu

$$\epsilon(t) = 23^\circ 26' 21,4'' - 0,4684(t - 2000)$$

t... letopočet

sluneční paprsky dopadají v průběhu roku pod
měnícím se úhlem - mění se deklinace, Slunce

postupuje po ekliptice zprava doleva

Příčiny rozdílné teploty ve sledovaných klim. pásmech:

a) různá délka dne

b) různá výška Slunce nad obzorem během dne -

- změna teplotní setrvačnosti

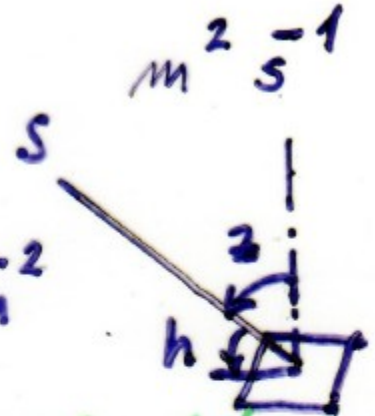
d) mění se vzdálenost Země - Slunce

Střídání ročních období

Množství sluneční energie dopadající na zemský povrch

$$W = \frac{K}{r^2} \cos z = \frac{K}{r^2} \sin h$$

$$K \dots 1360 \text{ W m}^{-2}$$



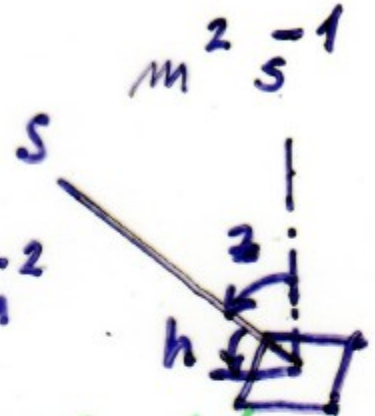
astronomická roční období jsou různě dlouhá
vzhledem k měnící se rychlosti Země na dráze
na své eliptické polské dráze - léto delší než zima,
podnebí je tak různější, ovlivněno precesí
za 13 000 roků výměna

Střídání ročních období

Množství sluneční energie dopadající na zemský povrch

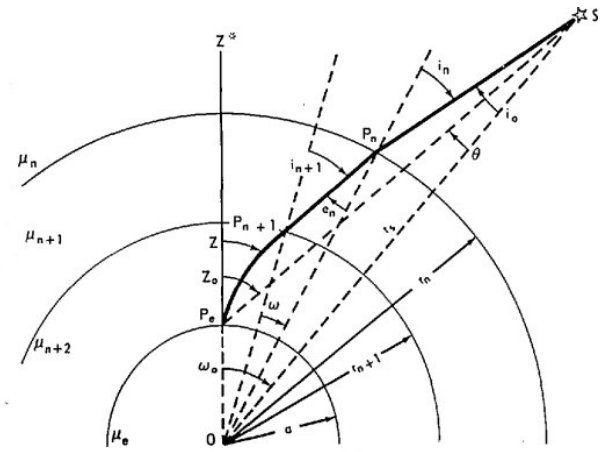
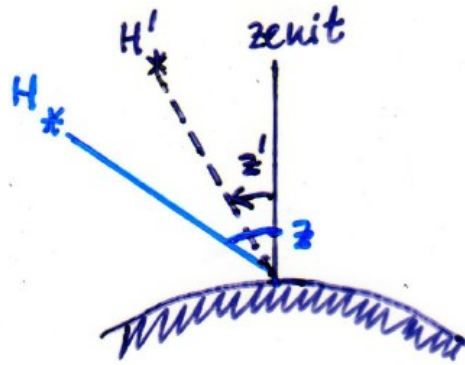
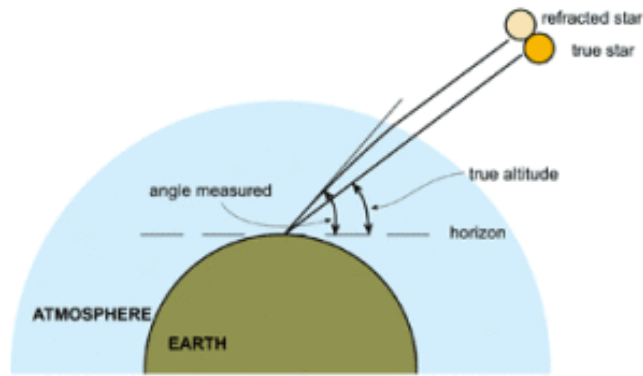
$$W = \frac{K}{r^2} \cos z = \frac{K}{r^2} \sin h$$

$$K \dots 1360 \text{ W m}^{-2}$$



astronomická roční období jsou různě dlouhá
vzhledem k měnící se rychlosti Země na dráze
na své eliptické polokouli - léto delší než zima,
podnebí je tak měnivější, ovlivněno precesí
za 13 000 roků výměna

Refrakce



lom světelného paprsku v atmosféře země,
 při průchodu z řídkého k hustšímu se láme
 ke kolnici; **zpřídovává zádru, urychlování vřel**
 rozdíl mezi pozorovanou z' a skutečnou z
 výškou hvězdy; **rozdíl $z - z' = R$**
refrakční úhel; max. hodnota u obzoru $35'$

$$R = k \operatorname{tg} z' \quad ; \quad k \approx 60'' \quad k = n - 1^*$$

$k \sim$ hustotě, teplotě – refrakční tabulky
 refrakce s teplotou klesá, s tlakem stoupá

Refrakce

* index lomu $n \sim$ hustotě prostředí, vlnové délce
červené paprsky méně ovlivňují refrakcí
než modré paprsky
deformace slunečního či měsíčního kotouče,
spodní okraj zdvižen výše než horní



Friedmannovy modely vesmíru

Rozpínání vesmíru pozorujeme jako vzájemné vzdalování galaxií objevené Edwinem Hubblem (viz část 1.5). Náš newtonovský model si lze představit jako rozpínající se plyn, jehož „molekuly“ jsou celé galaxie (ty samy se nerozpínají). Gravitační naopak galaxie přitahuje k sobě a rozpínání zpomaluje. Zvolíme-li počátek souřadnic v „místě“ některé galaxie (např. naší), potom na galaxii ve vzdálenosti R působí pouze hmota obsažená v kouli o poloměru R (působení vnějších vrstev se vyruší, to je důležitá vlastnost gravitační i coulombovské síly v klasické fyzice), jejíž hmotnost $M = 4\pi R^3 \rho/3$, kde ρ je hustota vesmírné „tekutiny“. Mechanická energie uvažované galaxie bude potom

$$E = \frac{1}{2} m \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{GMm}{R} = \frac{1}{2} m \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{4\pi}{3} m \rho R^2.$$

Předpokládáme-li, že na galaxii působí ještě izotropní síla $F = \Lambda mc^2 R/3$, již odpovídá potenciální energii²

$$U = -\frac{1}{6} \Lambda mc^2 R^2,$$

vychází celková energie dané galaxie

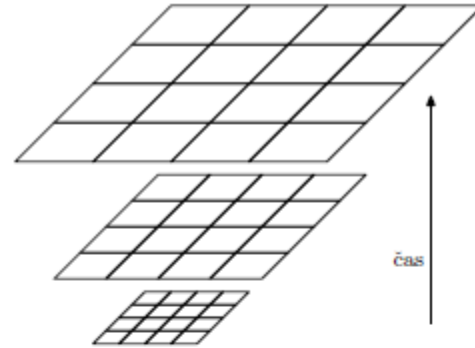
$$E = \frac{1}{2} m \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{1}{6} \Lambda mc^2 R^2 - \frac{4\pi}{3} m \rho R^2. \quad (1.2.1)$$

Parametr Λ o rozměru m^{-2} nazýváme *kosmologickou konstantou* a standardně bývá interpretována jako vliv energie samotného vakua.

Východiskem našich úvah je zákon zachování energie.

Podle nejnovějších pozorování musíme počítat s kosmologickou konstantou.

Friedmannovy modely vesmíru



Obr. 1.6: K zavedení „comoving“ souřadnic: souřadnicový systém je unášen expanzí, takže uvažovaný objekt zůstává stále ve zvoleném bodě souřadnicové sítě, ostatní body se od něj v důsledku rozpínání vzdalují.

Vzhledem k homogenitě a izotropii rozpínání je výhodné zavést tzv. „comoving“ souřadnice, které jsou „unášeny“ rozpínáním a pro zvolenou galaxii zůstávají po celou dobu konstantní. Zvětšování vzájemných vzdáleností je pak popsáno *expanzním faktorem* $a = a(t)$ závislejícím na čase (viz obr. 1.6). Pro skutečnou vzdálenost proto platí

$$R = a(t)x \quad (1.2.2)$$

a po dosazení do (1.2.1) získáváme

$$\frac{2E}{mx^2} = \left(\frac{da}{dt}\right)^2 - \frac{1}{3}\Lambda c^2 a^2 - \frac{8\pi}{3}\rho a^2.$$

Jak energie E , hmotnost m i „comoving“ souřadnice x jsou v rámci našeho newtonovského modelu pro uvažovanou galaxii konstantami, použijeme-li ekvivalenci hmotnosti a energie $E = mc^2$, bude $2E/(mx^2) = 2c^2/x^2$. Výraz $2/x^2$ odráží geometrii vesmíru v „comoving“ souřadnicích a obvykle klademe $2/x^2 = -k$. Po dosazení do předcházející rovnice dospějeme k základní, tzv. *Friedmannově rovnici* popisující rozpínání vesmíru pomocí expanzního faktoru

$$\frac{1}{a^2} \left(\frac{da}{dt}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{1}{3}\Lambda c^2 - \frac{kc^2}{a^2}. \quad (1.2.3)$$

Pro jednodušší popis zavádíme „comoving“ souřadnice a expanzní faktor.

Friedmannova rovnice

Friedmannovy modely vesmíru

Druhou rovnici popisující expanzi vesmíru získáme z práce, kterou přitom hmota – „plyn galaxií“ – vykoná. V části 1.4 ukážeme, že různé formy energie, jež mohou být ve vesmíru obsaženy, přispívají k tlaku „plynu“ rozdílně a vedou k odlišné závislosti hustoty energie ρ na čase. Uvažujme kouli o objemu V , jejíž objem se změní o dV . Energie obsažená v tomto objemu bude

$$E = \frac{4\pi}{3} \rho c^2 R^3.$$

Považujeme-li rozpínání za adiabatické (nedodáváme žádnou vnější energii), musí podle 1. věty termodynamické platit

$$dE + p dV = 0 \quad \text{neboli} \quad \frac{dE}{dt} + p \frac{dV}{dt} = 0.$$

Dosadíme-li postupně

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= 4\pi \rho c^2 R^2 \frac{dR}{dt} + \frac{4\pi}{3} c^2 R^3 \frac{d\rho}{dt}, \\ \frac{dV}{dt} &= 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \end{aligned}$$

a přejdeme ke „comoving“ souřadnicím (1.2.2), dospějeme k další důležité rovnici pro změnu hustoty energie s časem

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{3}{a} \frac{da}{dt} \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) = 0. \quad (1.2.4)$$

Další důležitá rovnice určuje změnu hustoty vesmíru

Friedmannovy modely vesmíru

Ke změně hustoty energie přispívá jednak zvětšení objemu (člen da/dt , jednak práce vykonaná při expanzi tlakem p , jež se v našem newtonovském modelu mění na gravitační potenciální energii. *s časem.*

Derivujeme-li Friedmannovu rovnici (1.2.3) podle času, získáme

$$2 \frac{1}{a} \frac{da}{dt} \frac{1}{a^2} \left[a \frac{d^2 a}{dt^2} - \left(\frac{da}{dt} \right)^2 \right] = \frac{8\pi G}{3} \frac{d\rho}{dt} + \frac{2kc^2}{a^3} \frac{da}{dt},$$

po dosazení za $d\rho/dt$ z (1.2.4) dále

$$\frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dt^2} - \left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt} \right)^2 = -4\pi G \left(\rho + \frac{p}{c^2} \right) + \frac{kc^2}{a^2}$$

a odečtením Friedmanovy rovnice (1.2.3) druhou základní rovnicí popisující „zrychlení“ rozpínání vesmíru

$$\frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3p}{c^2} \right) + \frac{1}{3} \Lambda c^2. \quad (1.2.5)$$

Třetí a poslední ze stěžejních rovnic určuje „zrychlení“ kosmologické expanze.