Herakleides 387 - 287 pro heliocentrismus

Aristarchos 320 - 250 odhad velikosti a vzdálenosti Slunce a Měsíce
pro heliocentrismus

Eratosthenes 270 - 194 změření velikosti Země

Hipparchos 190 - 125 rozdíl mezi tropickým a oběžným rokem

Archimedes 287 - 212 odhad velikosti vesmíru (Písečník)

Vyvrcholení antické astronomie

Ptolemaios 100 - 170 - geocentrická soustava založená na skládání kruhových pohybů.

Zásluhy arabských učenců o uchování antické tradice i o nové poznatky

<u>Novověká astronomie</u>

Tvůrci nového pohledu na sluneční soustavu

Koperník 1473 - 1543
Kepler 1571 - 1630
Galilei 1564 - 1642
Huyghens 1629 - 1695
Newton 1642 - 1727

Renesanční supernovy upozorňují na proměnnost nebes

Tychonova 1572
Keplerova 1604
Flamsteed

Herakleides 387 - 287 proj heliocentrismu

Aristarchos 320 - 250 odhad velikosti a vzdálenosti Slunce a Měsíce
proj heliocentrismu

Eratosthenes 270 - 194 změření velikosti Země

Hipparchos 190 - 125 rozdíl mezi tropickým a oběžným rokem

Archimedes 287 - 212 odhad velikosti vesmíru (Písečník)

Vyvrcholení antické astronomie

Ptolemaios 100 - 170 - geocentrická soustava založená na skládání kruhových pohybů.

Zásluhy arabských učenců o uchování antické tradice i o nové poznatky

Novověká astronomie

Průkopníci nového pohledu na sluneční soustavu

Koperník 1473 - 1543
Kepler 1571 - 1630
Galilei 1564 - 1642
Huyghens 1629 - 1695
Newton 1642 - 1727

Renesanční supernovy upozorňují na proměnnost nebes

Tychonova 1572
Keplerova 1604
Flamsteed

(1

KOSMOLOGIE

geminga – bublina 300 sv. let
Slunce v bublině
možná že ale spousty
jiné supernovy

K. R. Popper: Logika vědeckého zkoumání (1958)

Existuje aspoň jeden filosofický problém, o nějž se zajímají všichni myslící lidé. Je to problém kosmologie: problém porozumění světa – včetně nás samých a našeho poznávání jakožto součásti světa. Jsem přesvědčen, že veškerá věda je kosmologií a zajímavost filosofie, stejně jako vědy, spočívá pro mě výhradně v jejím přínosu ke kosmologii.

(1) Dějiny kosmologie

Genesis I. 15 Pohleď na nebe a sečti hvězdy, dokážeš-li je spočítat. Tak tomu bude s tvým potomstvem.

Dvojí kořen zájmu o astronomii a o vesmír: praktický zájem – kalendář, zemědělské práce, cestování, ale i víra v souvislost s lidskými osudy, zároveň však i obdiv a údiv.

Postupně se rodí fyzikální kosmologie, která se soustřeďuje na největší soubor objektů, přístupných našemu poznání: v souvislosti s tím se její předmět s růstem poznání rozšiřuje

První kosmologické poznatky se týkají Slunce, Měsíce a planet, zákonitostí jejich pohybu po obloze

Sumerové, Egypťané, Babyloňané, Číňané, Indové, Mayové...

Výrazný pokrok v antickém Řecku od Míléta k Alexandrii

Thalés .. připisuje se mu předpověď zatmění Slunce

Významné postavy řecké astronomie

Kosmogonie – vznik a historie vesmíru

Přesun zájmu kosmologie od sluneční soustavy na svět hvězd 3

1727 Bradley aberace – empirické potvrzení heliocentrismu

1838 první změření vzdáleností nejbližších hvězd

Bessel (Königsberg) 61 Cygni

Henderson (Mys dobré naděje) α Centauri

Struve (Pulkovo) Vega

Naše galaxie

Demokritos: mléčná dráha sestává ze vzdálených hvězd

Galileo – rozlišuje hvězdy mléčné dráhy v dalekohledu

Herschel (1785) určení tvaru galaxie a polohy Slunce v ní

Kapteyn (1920) počátky podrobnějšího mapování galaxie

kolem roku 1930 se začíná rýsovat současný obraz galaxie jako spirálního útvaru

galaxie (v množném čísle) jako základní elementy vesmíru

Přesun zájmu kosmologie ke světu galaxií

---

10. století Al Sufi – popis „mlhoviny" v Andromedě

1920 Velká debata Harlow Shapley X Heber Curtis

Je naše galaxie výlučná nebo jedna z mnoha?

Existují mimogalaktické objekty?

Rozhodující slovo Edwin Hubble – klasifikace galaxií, jejich vzdáleností, červený posuv spekter

Klíčové události novodobé kosmologie

1915 vznik obecné teorie relativity
1917 Einstein, de Sitter - první model vesmíru jako celku
1920 Fridman - rozpínající se vesmír (FLRW model)
1930 Hubble - zákon červeného posuvu - empirický doklad rozpínání vesmíru
Humason
1945 Gamow začíná uvažovat o počátku vesmíru z jaderného hlediska
1963 Penzias, Wilson - objev reliktního záření (z dálky vysoký)

Významnou roli začínají sehrávat kosmické sondy a technika na nich instalovaná

1989 COBE
1990 Hubbleův teleskop
2001 Wilkinsonova sonda
2009 sonda Planck
zatím poslední slovo Λ - CDM model (cold dark matter) standardní model

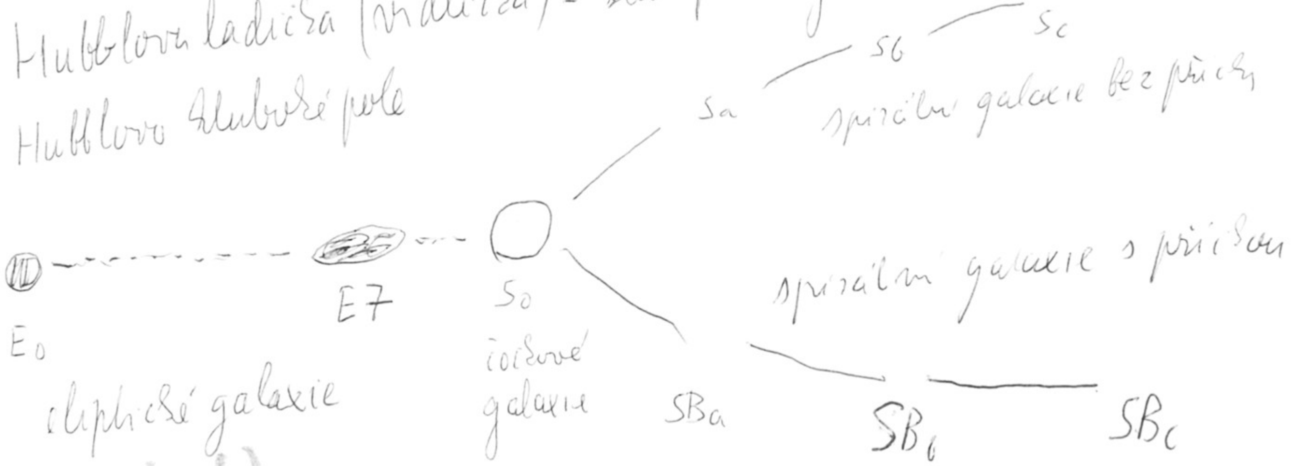
Nobelovy ceny za kosmologii

1978 Penzias, Wilson za objev kosmického mikrovlnného reliktního záření
2006 Mather, Smoot - za objev jeho černotělové povahy a anizotropie
2011 Perlmutter, Schmidt, Riess

(2) Vývoj galaxií

Hubblova ladička (vidlička) - klasifikace galaxií

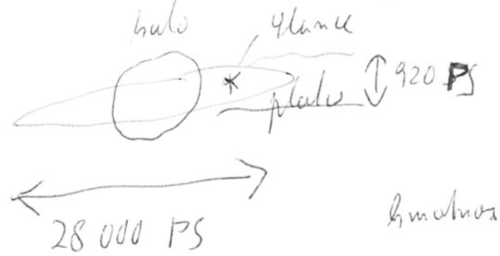
Hubblovo hluboké pole



$10\frac{(a-b)}{a}$

spirální galaxie - roste míra otevření spirál

Parametry naší galaxie



parsek = 3,262 svět. roků $= 3 \cdot 10^{13}$ km

~ 400 miliard hvězd

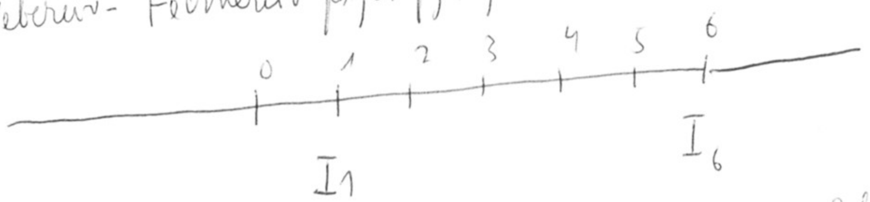
hmotnost 3-6 bilionů Sluncí

Co je pozorovatelné?

Hvězdné velikosti (magnitudy) m svítivost objektů (tok zářivé energie procházející jednotkovou plochou I)

známe už antických hvězdářů

Weberův - Fechnerův psychofyzický zákon



$I_1 = k^5 I_6$

k (šťastnou náhodou)

$k^5 = 100$

$$m = A \log \frac{I}{I_0}$$

$$1 = A \log \frac{I_0/k}{I_0} = -A \log k \Rightarrow A = \frac{-1}{\log k} = -2{,}5$$

Pogsonova rovnice

$$A = \frac{-1}{\log k} = -2{,}5$$

$$\boxed{m = -2{,}5 \log \frac{I}{I_0}}$$

závislost $N(m)$ $N(m)$ je počet galaxií o magnitudě větší než m

sféra, uvnitř mají galaxie větší magnitudu než m.

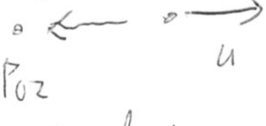
$$I = \frac{const}{r^2}$$ tedy $m = const + 5 \log r$

$$N = const\, \frac{4}{3}\pi r^3 \; ; \; \log N = const + 3 \log r$$

$$\boxed{\log N = 0{,}6\, m + const}$$ v realitě dobře platí pro $m < 19$

závislost $z(m)$; $z = \dfrac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \dfrac{(1+\frac{u}{c})\lambda_0 - \lambda_0}{\lambda_0} = \dfrac{u}{c}$

neboť $\lambda = (1+\frac{u}{c})\lambda_0$



$\log z = const + \log u = const + \log r$

$u = const\, r$
rozpínání vesmíru

$m = const + 5 \log r$

Izotropie rozložení galaxií
temnota nočního nebe

$$\boxed{\log z = const + 0{,}2\, m}$$

(3) Newtonovská kosmologie (Milne 1930)

Mohl ji vytvořit už Newton?

Základní kroky

Pole uvnitř slupky je nulové

díky zákonu typu $\frac{1}{r^2}$

Pole vně slupky je stejné jako pole hmoty v centru

Předpokládejme homogenní a izotropní rozložení hmoty

Pohybová rovnice pro element ve vzdálenosti r od středu

$$\boxed{a = \frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2}}$$

$M = \frac{4}{3}\pi r_0^3 \rho \qquad r = r_0 R(t)\ ; \qquad R(t_0) = 1$

$$\boxed{\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{4}{3}\pi \rho_0 G \frac{1}{R^2}}$$

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{c}{2}\frac{1}{R^2}$$

po dodání kosmologického členu

$$\boxed{\begin{gathered} a = \frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM}{r^2} + \frac{1}{3}\lambda r \\ \frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{4}{3}\pi \rho_0 G \frac{1}{R^2} + \frac{1}{3}\lambda R \end{gathered}}$$

$c = \frac{8}{3}\pi G \rho_0$

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{c}{2}\frac{1}{R^2} + \frac{1}{3}\lambda R$$

Škálové faktory jsou určeny až na multiplikativní konstantu $R^* = \xi R$, kde $\xi > 0$, odpovídají stejnému vývoji vesmíru

$$\frac{1}{\xi}\frac{d^2R^*}{dt^2} = -\frac{C}{2\xi}\frac{\xi^3}{R^{*2}} + \frac{1}{3}\frac{\lambda}{\xi}R^*$$

pro $C^* = C\xi^3$ dostaneme

$$\frac{d^2R^*}{dt^2} = -\frac{C^*}{2}\frac{1}{R^{*2}} + \frac{1}{3}\lambda R^*$$

Přechod k rovnici 1. řádu

$$\dot r \,\Big|\; \ddot r = -\frac{GM}{r^2} + \frac{1}{3}\lambda r$$

$$\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\dot r^2 = \frac{d}{dt}\frac{GM}{r} + \frac{d}{dt}\frac{1}{6}\lambda r^2$$

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{1}{2}m\dot r^2 - \frac{GMm}{r} + \frac{1}{6}\lambda r^2 m\right] = 0$$

zákon zachování energie

Hubbleova „konstanta"

$$v = \frac{dr}{dt} = r_0\frac{dR}{dt} = \frac{r}{R}\frac{dR}{dt} = Hr$$

$$H = \frac{dR}{dt}\Big/R$$

měření přerození rychlosti světla

naopak ze z.z.e. plyne pohybová rovnice, jen když $\dot r \neq 0$

$$r = r_0 R(t)$$

$$\boxed{\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{C}{R} + \frac{1}{3}\lambda R^2 - k}$$

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + f(R) = -k$$

$$f(R) = -\frac{C}{R} - \frac{1}{3}\lambda R^2$$

Statický vesmír musíme počítat z rovnice 2. řádu, je pro $\boxed{\lambda = \frac{4}{3}\pi\rho_0 G} = \frac{3}{2}C$

$$+ f(R)$$

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 - \left(\frac{C}{R} + \frac{1}{3}\lambda R^2 - k\right) = 0 \qquad f(R) = -\frac{C}{R} - \frac{1}{3}\lambda R^2 + k$$

Klasifikace řešení kosmologické rovnice

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + f(R) = -k$$

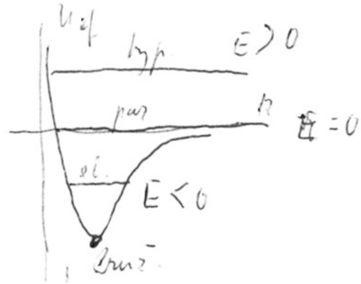
$$f(R) = -\frac{C}{R} - \frac{1}{3}\lambda R^2$$

Srv. Keplerův problém

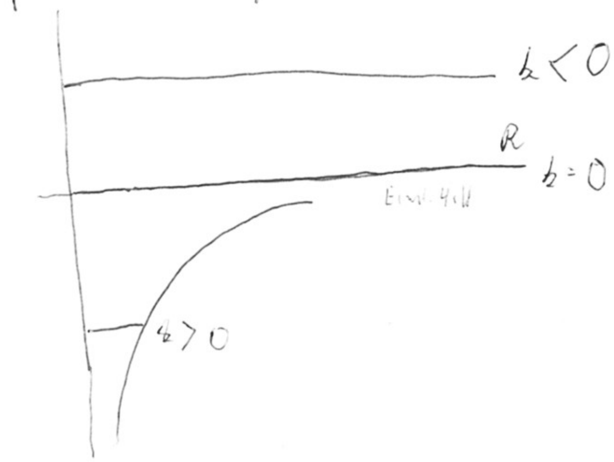
$$\underbrace{\frac{1}{2}\mu \dot{r}^2 + \frac{J^2}{2\mu r^2} - \frac{GM\mu}{r}}_{U_{ef}} = E$$

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

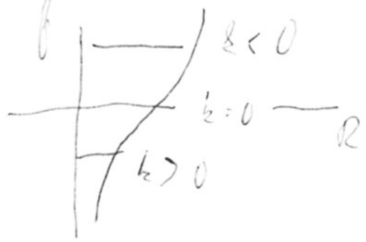
$$M = m_1 + m_2$$



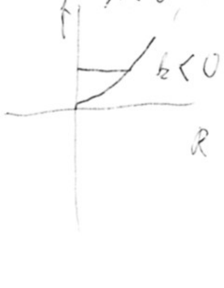
$f(R)$ $\lambda = 0$, $C > 0$



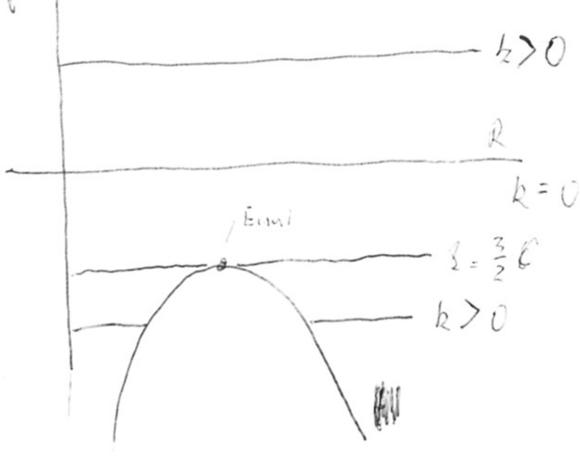
$\lambda < 0$, $C > 0$



f $\lambda < 0$, $C = 0$

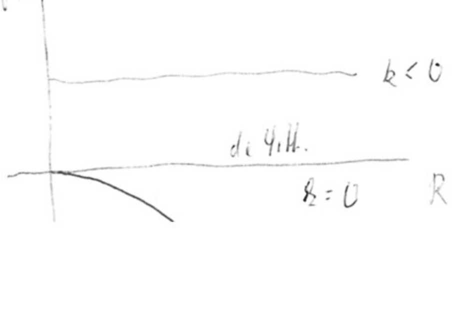


$f(R)$ $\lambda > 0$, $C > 0$



f $\lambda = 0$, $C = 0$

$f(R)$ $\lambda > 0$ $C = 0$



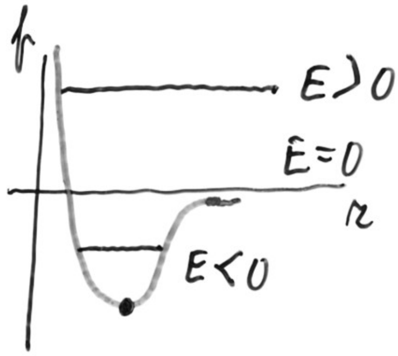
Klasifikace řešení kosmologické rovnice

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + f(R) = -k$$

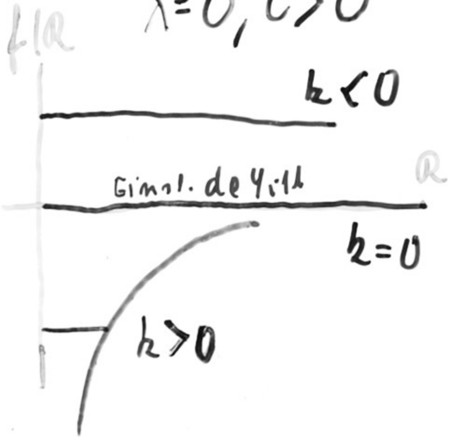
$$f(R) = -\frac{c}{R} - \frac{1}{3}\lambda R^2$$

tzv. $f(r)$

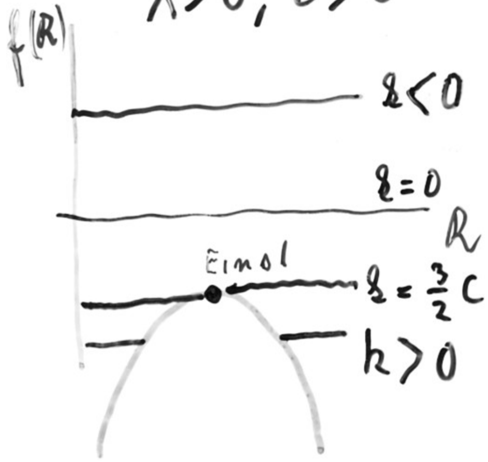
$$\frac{1}{2} m \dot{r}^2 + \underbrace{\frac{J^2}{2mr^2} - \frac{GmM}{r}}_{f(r)} = E$$



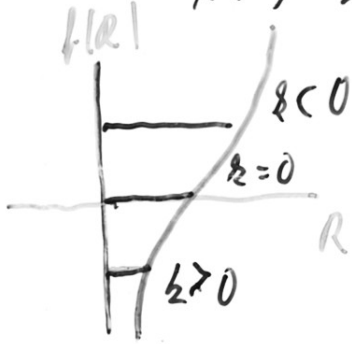
$\lambda = 0,\ c > 0$



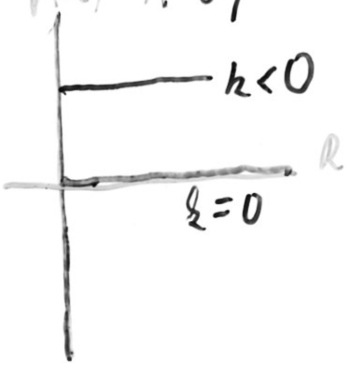
$\lambda > 0,\ c > 0$



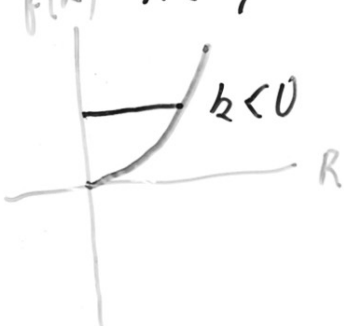
$\lambda < 0,\ c > 0$



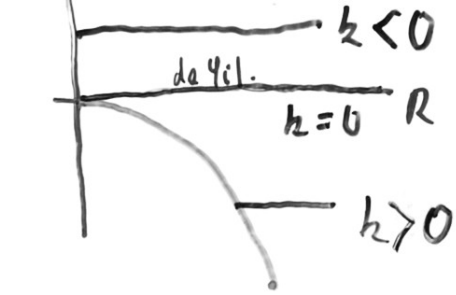
$\lambda = 0,\ c = 0$



$\lambda < 0,\ c = 0$



$\lambda > 0,\ c = 0$



Výpočet škálového faktoru v jednodušších případech

Rovnice $\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + f(R) = -k$; $f(R) = -\frac{c}{R} - \frac{1}{3}\lambda R^2$; $c = \frac{8}{3}\pi G \rho_0$, $R = 1$ pro $t = T$
počát. podmínka

Einstein 1917 – statické řešení – maximum $f(R)$

$$+\frac{c}{R^2} - \frac{2}{3}\lambda R = 0 \Rightarrow \lambda = \frac{3}{2}c = 4\pi G\rho_0 \; ; \; k = \frac{3}{2}c = \lambda$$ uzavřený vesmír

de Sitter 1917

$\lambda > 0$, $c = 0$, $k = 0$

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{1}{3}\lambda R^2 \Rightarrow \frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{\lambda}{3}}\, R \Rightarrow \int_1 \frac{dR}{R} = \int_T \sqrt{\frac{\lambda}{3}}\, dt \Rightarrow R = e^{\sqrt{\frac{\lambda}{3}}(t-T)}$$

$$H = \frac{dR}{dt}\Big/R = \sqrt{\frac{\lambda}{3}}$$ – stacionární vesmír

Fridmanovy modely 1922-25

pro Sladnou hmotu $\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{c}{R} - k$, $k > 0$, $\lambda = 0$

substituce $dt = R\,d\eta$ vede k rovnici $d\eta = \frac{dR}{\sqrt{R(c - kR)}}$

Hledáme řešení ve tvaru $R = A(1 - \cos B\eta)$, odtud

$$R = \frac{c}{2k}\left(1 - \cos\sqrt{k}\,\eta\right)$$

$$t - T = \frac{c}{2k}\left[\left(\eta - \frac{1}{\sqrt{k}}\sin\sqrt{k}\,\eta\right) - \left(\eta_T - \frac{1}{\sqrt{k}}\sin\sqrt{k}\,\eta_T\right)\right]$$

pro $t = T$ má být $R = 1$, T volíme tak, aby pro $R = 0$ bylo $t = 0$. Tak dostaneme

$$R = \frac{c}{2k}\left(1 - \cos\sqrt{k}\,\eta\right) \; ; \; t = \frac{c}{2k}\left(\eta - \frac{1}{\sqrt{k}}\sin\sqrt{k}\,\eta\right)$$

což jsou parametrické rovnice cykloidy.

Obdobným postupem dostaneme pro $k < 0$

$$R = \frac{c}{\ldots}\left(\cosh\sqrt{-k}\,\eta - 1\right) \; ; \; t = \frac{c}{\ldots}\left(\frac{1}{\ldots}\sinh\sqrt{-k}\,\eta - \eta\right)$$

Einstein-de Sitter 1929

Fridman explicitně nevyřešil problém $\lambda = 0$, $\lambda = 0$. Je

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{C}{R} \quad \Rightarrow \quad \sqrt{R}\, dR = C\, dt$$

$$\frac{2}{3}\left(R^{3/2} - 1\right) = C(t - T)$$

$$R = \left[\frac{3}{2} C (t-T) + 1\right]^{2/3}$$

chceme, aby pro $t = T$ bylo $R = 1$ (je splněno), a aby $R = 0$ pro $t = 0$

musí být $T = \frac{2}{3C}$ a tedy

$$R = \left(\frac{3}{2} C t\right)^{2/3}$$

Minkowského model

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = -k$$

$dR = \sqrt{-k}\, dt$, $R = \sqrt{-k}(t - T) + 1$, má-li být $R = 0$ pro $t = 0$, dostáváme

$$R = \sqrt{-k}\, t = \frac{t}{T}$$

Λ CDM model (uznávaný dnes)

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 = \frac{C}{R} + \frac{\lambda R^2}{3} - \underbrace{\cancel{k}}_{=0} \qquad \lambda > 0$$

$dt = \sqrt{3} \sqrt{\frac{R}{C + \lambda R^3}}\, dR$ hledejme R ve tvaru $R = A \sinh^{2/3} Bt$

vychází $\lambda A^3 = C$; $B = \frac{\sqrt{3\lambda}}{2}$

tedy $R = A \sinh^{2/3} Bt = \sqrt[3]{\frac{C}{\lambda}} \sinh^{2/3} \frac{\sqrt{3\lambda}}{2} t$

Kosmologie a pozorování

„Relativistické" veličiny jsou (MTW monografie)

$K = \frac{k}{R^2}$ křivost 3-rozměrného prostoru

ρ - hustota hmotnosti (kosm. člen se nepočítá)

λ - kosmologická konstanta (také $\Lambda = \lambda c^2$)

Pozorované veličiny

$\sigma = \frac{4\pi G \rho}{3H^2}$ parametr hustoty

$H = \frac{dR}{dt}/R$ Hubblova konstanta

$q = -\frac{d^2R/dt^2}{RH^2}$ decelerační parametr

Vztahy $\rho = \frac{3}{4\pi G} H^2 \sigma$

$$K = H^2(3\sigma - q - 1)$$

$$\lambda = 3H^2(\sigma - q)$$

V současnosti se zavádí parametr $\Omega = \frac{\rho + \rho_\lambda}{\rho_{krit}}$, $\rho_{krit} = \frac{3H^2}{8\pi G}$, $\rho_\lambda = \frac{\lambda}{8\pi G}$

př. ť $K = 0$, je $3\sigma = q + 1$; $\lambda = 3H^2(\sigma - 3\sigma + 1) = 3H^2(1 - 2\sigma)$

$$\Omega = \frac{8\pi G}{3H^2}\left(\frac{3H^2}{4\pi G}\sigma + \frac{3H^2(1-2\sigma)}{8\pi G}\right) = 2\sigma + (1 - 2\sigma) = \underline{\underline{1}}$$

$\Omega = 1$ je hraniční případ plochého vesmíru

... $\Omega < 1$ vesmír uzavřený

Rudý posuv a škálový faktor

$$\lambda_f \longleftarrow \lambda_i$$

$$z = \frac{\lambda_f - \lambda_i}{\lambda_i} \qquad \lambda_i = R\lambda_f$$

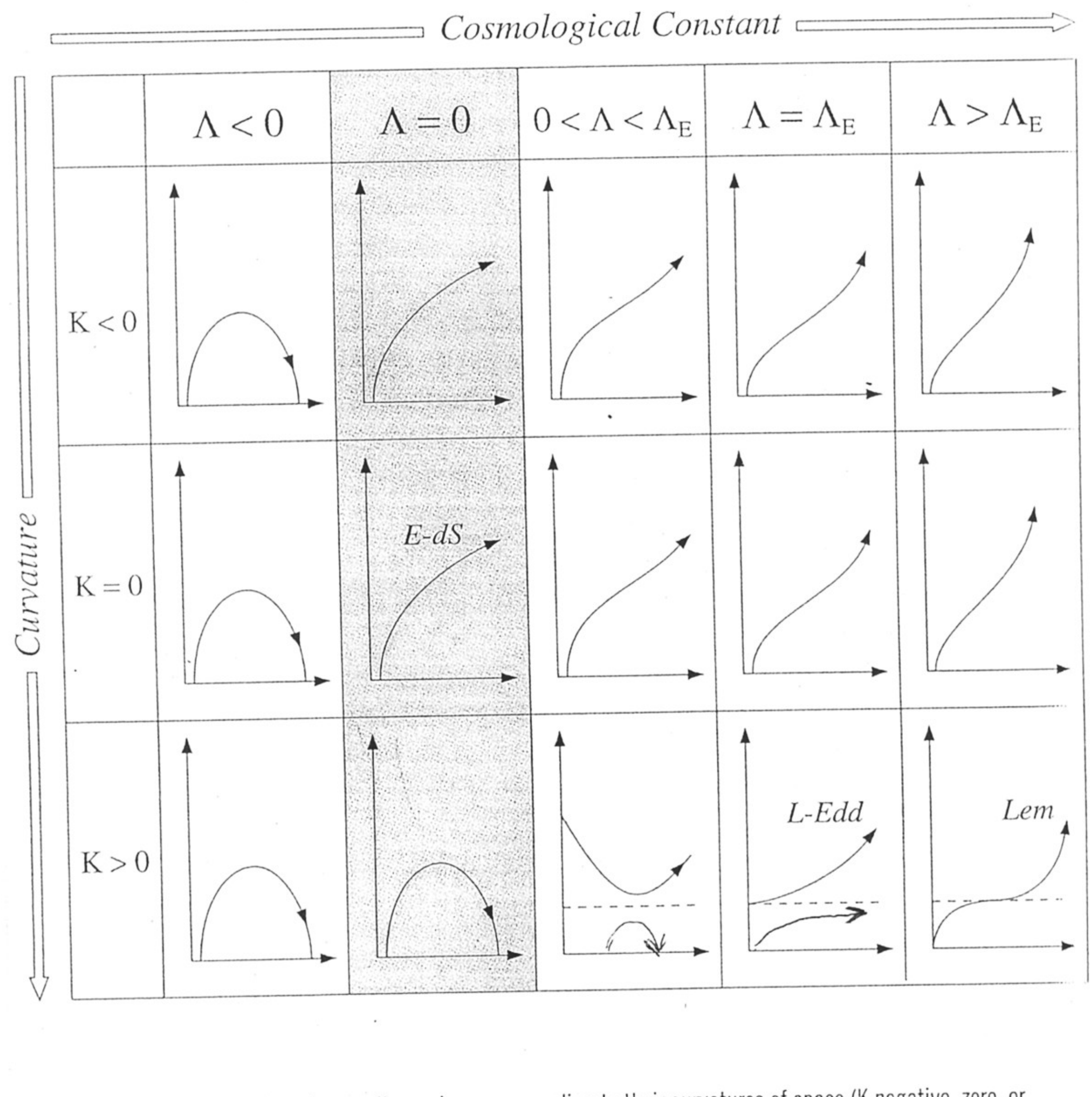
$$z = \frac{\lambda_f - R\lambda_f}{R\lambda_f} = \frac{1-R}{R} =$$

vzorec $z = Hl + \frac{1}{2}(1+q)(Hl)^2 + \dots$

jak určit l? zřejmě ze vztahu $m = m(z)$

ZAHRADA KOSMOLOGICKÝCH MODELŮ

Ex: J. Barrow - Kniha vesmírů

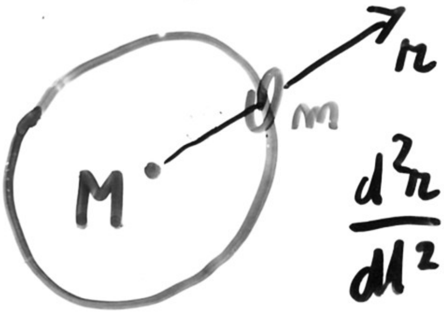


The different varieties of expanding universes according to their curvatures of space (K negative, zero, or positive) and the possible ranges of the cosmological constant (Λ negative, zero, or with any of three types of positive value determined by the special value Λ_E). Our universe appears to reside in the $\Lambda > \Lambda_E$ category, with $K = 0$ or $K < 0$.

Proč tak snadno?

už Newton mohl...

Kosmologický princip - homogenita a izotropie



grav. — kosmol. konst.

$$\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{F}{m} = -\frac{GM}{r^2} + \frac{1}{3}\varkappa c^2 r$$

škál. faktor

$$= -\frac{4}{3}\pi G\varrho r + \frac{1}{3}\varkappa c^2 r$$

$$r = r_0 R$$

$$v = \dot{r} = r\frac{\dot{R}}{R} = rH$$ Hubblova „konst."

$$a = \frac{\ddot{R}}{R} r$$

$$\boxed{R^2\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{4\pi}{3}G\varrho_0 - \frac{1}{3}\varkappa c^2 R^3 = 0}$$

rovnice pro časový vývoj škálového faktoru

V Einsteinově OTR platí pro ŠF úplně stejná rovnice!

geometrie — hmota

OTR $$R_{ik} - \frac{1}{2}R g_{ik} = \varkappa T_{ik} + \lambda g_{ik}$$ Einst. rovnice

$$g_{ik} = c^2 dt^2 - R^2(t)\, d\Sigma^2$$ FRWL metrika

hom. a izotrop. prostor (3 rozm.)

Standardní model

Čas:	Teplota:	Událost:
10^{-5} s	$2 \cdot 10^{12}$ K	Vznik elementárních částic z kvarků - hadronizace
~ 1 s	10^{10} K	Oddělení reliktních neutrin
200 s	10^{9} K	Vznik prvotních jader H, He a některých dalších lehkých prvků
400 000 let	4000 K	Vznik atomů – oddělení reliktního záření

200 milionů let **Vznik prvních galaxií a hvězd**

Průběh popisuje obecná teorie relativity a standardní model hmoty a interakcí

Je dán počátečním složením a dalšími počátečními podmínkami

Vzdálené galaxie fotografované pomocí Hubblova teleskopu (archív NASA)

Drakeova rovnice

$$N = R \; f_p \; n_e \; f_l \; f_i \; f_c \; L$$

N počet komunikujících mimozemských civilizací v Galaxii

R počet hvězd ročně zrozených v Galaxii

f_p podíl hvězd, které mají planety

n_e průměrný počet planet s podmínkami vhodnými pro život u oněch hvězd

f_l podíl oněch planet, na kterých se život opravdu vyvine

f_i pravděpodobnost, že dospěje do inteligentního staádia

f_c pravděpodobnost, že odtud dospěje do stadia schopného komunikace

L průměrná doba v rocích, po kterou se taková civilizace věnuje komunikaci

Odhad, který se mohl zdát rozumný Fermimu:

$N = 1$, $f_p = 0{,}5$, $n_e = 2$, $f_l = 1$, $f_i = 1$, $f_c = 0{,}1$, $L = 10^6$. Pak $N = 10^5$.