BEVEZETÉS AZ ASZTROFIZIKÁBA

Frei Zsolt

Zsolt_frei.net / teaching

tematika

ajánlott irodalom

vizsgatételek

frei@zsolt-frei.net

12[15]

év vége: 1 db vizsga ZH: mintákat mutat

3.86 Kedd 10-12, 6317

Frei-Patkós: Inflációs kozmológia 1-100.

Marik Miklós: Csillagászat

Kaufmann: Universe

Shu: Physical Universe

végen: pontszerű távoli csillagok

Napr. már felbonthatók + üstökösök

Vénusnak miért vannak fázisai?

belső bolygó

teljesen megvilágított

„holdszerű"

stb.

nagyobbnak / kisebbnek látsaik

Messier: Hayley-üstökös keresése (76 év) fa.!

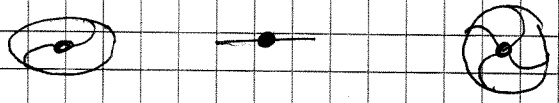
halvány ködfoltok

elkezdte katalogizálni őket

Messier - katalógus

M1 - M106 / 107

vita: mik ezek a Messier - objektumok?



1920: galaxisok?

Shapley - Curtis: 1920

nyilvános vita

a, távolság nem tudjuk mérni

b, anyagi összetétel H, He - mást nem látunk a spektrumban

c, elkenődési zóna

egy bizonyos sávban nem látunk ködöket!

Hubble 1923

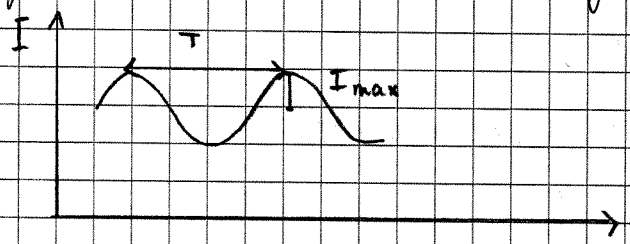
Andromeda: legközelebbi nagy galaxis M31

meg tudta mérni a távolságát!

legszélén izolált csillagokat

cefeida: változócsillag

periodikusan változó fényerő



$I_{max}(T)$ ismert

T mérés $\Rightarrow$ $I_{max} \Rightarrow \frac{1}{r^2}$ - es intenzitás-hányados

hatalmas nagy távolság!!!

Galaxishalmazok vannak-e?

1958 - Abell

POSS - Palomar Observatory Sky Survey (1955)

elkezdték szisztematikusan fényképezni az eget

~ 1000 lemez 14" x 14"

30 - 1000 galaxis halmaza

~ 2700 db-ot találtak ⇒ Abell-katalógus

1968 - Zicky

távolságmérés: vöröseltolódás

Hubble-törvény

$$v = H \cdot d$$

↑

Hubble-konstans

vöröseltolódás mérőszáma

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v}{c}$$

nemrel. vöröseltolódás

$z = 2 \Rightarrow$ nem ex ekvéletes

$$d = \frac{\Delta\lambda \cdot c}{\lambda} \cdot H$$

$\lambda \sim z$

1980 CfA Slice ~ 1000 galaxis

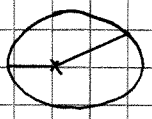
inhomogén galaxiseloszlások!

↓

ma: 10^6 galaxis 1 gépen

Mérőeszközök, mértékegységek

• 1 AV : Nap - Föld távolság (csillagászati egység)



átlagos, 1 év alatt

$150 \cdot 10^6$ km $= 1{,}5 \cdot 10^{11}$ m

ez a Naprendszer nagyságrendje

Föld 1

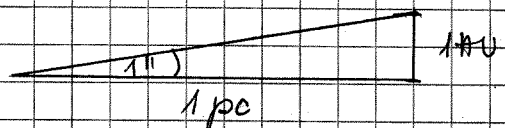
Jupiter 5

Plútó 40 legtávolabbi!

↕

legközelebbi csillag $\sim 10^5$ AV!

• 1 parsec = 1 pc :



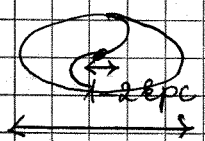
akkorán az AV 1" kiterjedésű az égen

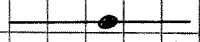
1" ≈ a távcsőfelbontás határa

$\sin x \approx x$, $\operatorname{tg} x \approx x$ ⇒ 1pc hányszor 1AV?

1pc = 206205 AV ≈ 3,26 ly (fényév)

legközelebbi csillag: 4 ly ≈ 1,... pc





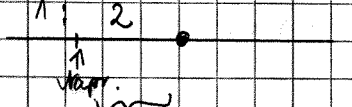
galaxis

kpc
Mpc } nagyobb nagyságrendek

legközelebbi galaxis: M31 - Andromeda-köd

6-700 kpc → 1Mpc

legközelebbi galaxishalmaz: Virgo ~ 30Mpc



~8kpc távolságra v. a középpontból

Hogyan mérjük egy közeli csillag távolságát?

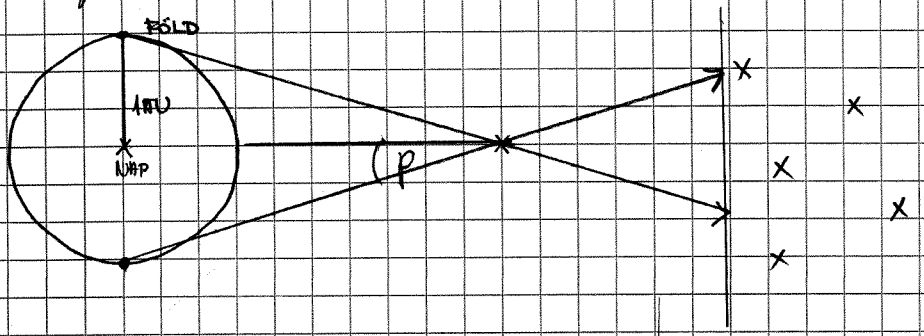
a legtöbb mérés relatív - ez baj

abszolút értékben nehéz távolságot mérni

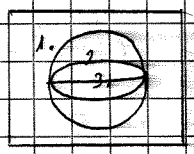
„ távolságlétra": legelső fok

⇓

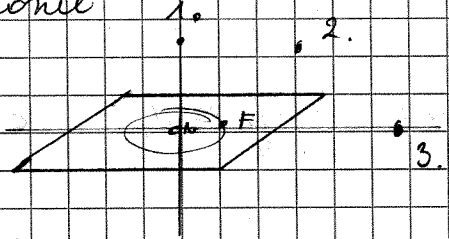
ún. parallaxis-módszer



Kering a Föld ⇒ a háttérben levő csillagok-hoz képest elmozdul az előtérben levő



ekliptika: az a sík, amelyen a Föld kering a Nap körül



a látszólagos ellipszispálya nagytengelyének felét mérjük az ún. parallaxissal

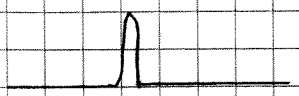
$$d\,[pc] = \frac{1}{p\,[AU]}$$

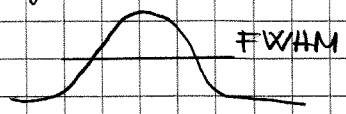
⇓

a legközelebbi csillagra is $p \approx 0{,}27$!!

Fel tudjuk-e ezt bontani?

Pontszerű fényforrás → légkör → Gauss-szétterülés







„SEEING" = elmosódás FWHM-a " - ben mérve

ez nem az opt. megfigyelés hibája!

⇓

a Föld felszínén levő távcsővel felbontó-képessége a légköri viszonyoktól függ

- Hawai: Mauna Kea 1"

kevés eső

felhőréteg Ø

⇓

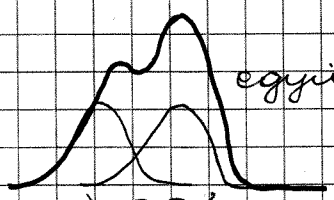
jól lehet látni a csill. ég É-i feltételét

- Chile, Atacama-sivatag (plató) 1"

400 éve 1 csepp eső sem

kevés pára

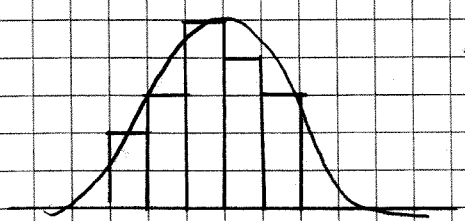
nem a magasság számít!



együtt így látom őket

szemmel egybemosódnak

CCD-pixelekben:



szub-pixel pontosan tudok illeszteni a mintázatra!

⇓

pontosan tudom a Gauss-g. kp.-ját

⇓

0,02" pontosság!

$p \approx 0{,}02''$ ⇒ $d \approx 50$ pc-ig tudok meghatározni a Föld felszínéről

⇓

minél több csillagot kell mérni a távolságlétra alsó fokát pontosítani!

Hipparcos-szonda

légkör fölött

pontos parallaxismérés

+1 nagyságrend ⇒ ≈ 500 pc távolság

⇓

+3 nagyságrenddel nő a felmérhető csillagok száma ($V \sim k^3$!)

fényességmérés

(Hubble változócsillaga: $t_p \sim I_{max}$ (l. előző óra)

$d < 500$ pc ⇒ cefeida keresése: kalibrálni az összefüggést!)

- magnitúdó:
  - látszólagos magnitúdó: m

görögök: "1." 2 3 4 5 6
↳ fényes csill. ↳ leghalványabb

$$m_1 - m_2 = -2{,}5 \cdot \log_{10}\left(\frac{f_1}{f_2}\right)$$

f: fluxus — görögök miatt!

fényesebb csillag ⇒ kisebb magnitúdó

⊖: emiatt

$\log_{10}$: szem logaritmikusan érzékel

2,5: 5 és 6 osztály között ca.

100×-os fluxus

5-szörös fényességkül.

magnitúdókban

$\varphi \sim \frac{1}{d^2}$ ⇒ látható nagy. nem mutatja, hogy tényleg halványabb, vagy csak a távolság m. halványabb a csill.!

Hubble: 27 - 30

Nap: - 27 $\quad m_\odot = -27$

Andromeda: 8 ↳ Nap jelölése

- abszolút magnitúdó: M

annyi, mint „m" lenne, ha a távolsága 10pc-lenne a csillagnak

$$m - M = -2{,}5 \cdot \log_{10}\left[\frac{\varphi_1(d)}{\varphi_1(10pc)}\right] \qquad \varphi \sim \frac{1}{d^2}$$

$$m - M = -2{,}5 \cdot \log_{10}\left(\frac{10}{d}\right)^2 = -5 \cdot \log_{10}\left(\frac{10}{d}\right)$$

$$[d] = 1\,pc$$

$$\boxed{m - M = +5 \cdot \log_{10}\left(\frac{d}{10}\right) = 5\log_{10} d - 5}$$

↓

$$d = 10 \cdot {}^{0{,}2(m-M)+1}$$

távolság - modulus egyenlet!

pl. $M_\odot = m - 5 \cdot \underbrace{\log_{10}\left(\frac{d}{10}\right)}_{(-3{,}15)} = +5 \quad (\approx 4{,}7;4{,}8)$

szórásnál fogy

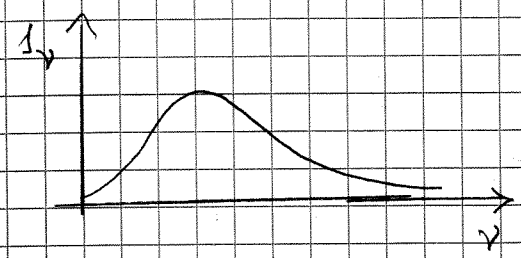
pl. $m_{Vega} = -13$

Le kellene rögzíteni a 0-pontját a rendszernek!

Vega (legfényesebb kiv. Sirius): legyen 0!

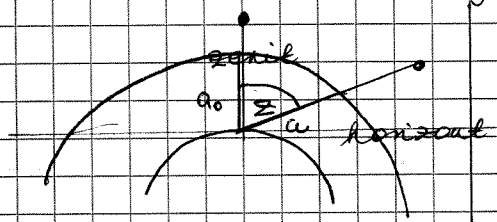
akármely sávban nézem (l. szórás)

• $S = \int_0^\infty S_\nu \, T_\nu \, F_\nu \, k_\nu \, Q_\nu \, d\nu$ <u>fluxus képlete</u>



Mi befolyásolja az alakot?

- T_ν: transzmisszió – a légkör áteresztőképessége

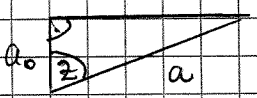


különböző vastagságú légkörön megy át a fény! $a_0 \neq a$

látható tól. } eresztő ablak jól
rádiófr.-n }

a többin elnyel (IR, UV!)

$T_\nu \sim e^{-a}$ z: zenittávolság



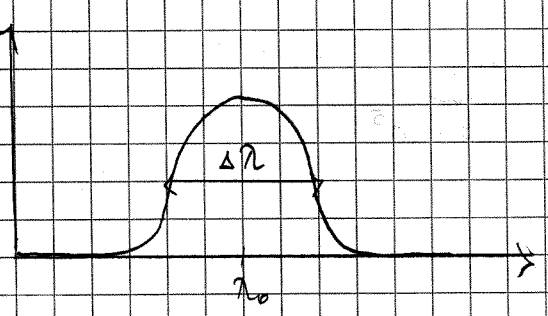
$\frac{a_0}{a} = \cos z$

$a = \sec z = \frac{1}{\cos z}$ $\quad a_0 \overset{!}{=} 1$ def.

a: airmass = légtömeg

- F_ν: filter – szűrő

pontosan tudja, melyik fr.-sávot vizsgálja



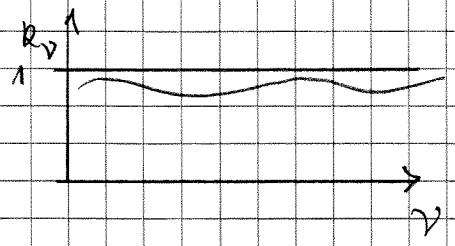
szélessáv: $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx 0{,}2$

fotózásnál

keskenysáv: $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 1\%$

közeli csill.-ok

- R_ν: reflexió – tükrös távcsövek! ⇒ visszaverődés hullámhossz-függő!



- Q_ν : érzékelő eszköz kvantumhatásfoka

  CCD
  fotoelemez } frekvenciafüggő

  hf nagyobb ⇒ jobban tudok detektálni
  vöröseltolódás ⇒ extragalaktikus asztrofizikában egyre rosszabb hatásfok

- <u>színszűrőrendszerek</u>

mérés reprodukálhatósága végett
T_ν, R_ν, Q_ν jól definiálható
F_ν - t a gyártónak kell megadnia
⇓
1953 - Johnson - Modgan
U B V színtartományok
↳ UV 365 nm
↳ Blue 445 nm } legelterjedtebb
→ Visual 556 nm
(sárgászöld!)
régebb
R red 658 nm
IR 806 nm
látható: 4 - 800 nm B → R
G
1972 - "g r i" Thuan - Gunn
galaxisok megfigyeléséhez jobb

<u>távcsövek fejlődése ⇄ csill. fejlődése</u>

átmérő növelése

1" alá a földfelszínről nem lehet menni

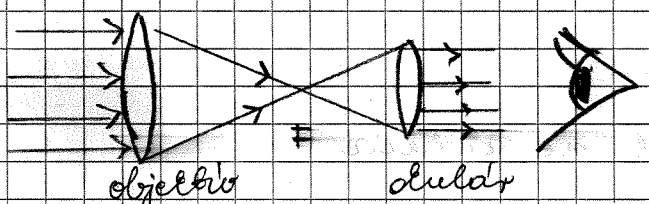
időjárásfüggő

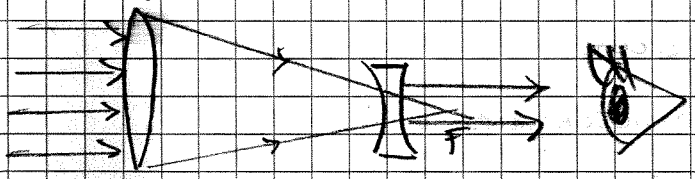
10-12 óra alatt kell halvány objektumot megfigyelni

$f \sim \frac{1}{d^2}$ ⇒ kis fl. ⇒ nagyobb távolság

- Galilei ~10 cm Napr.
- 1 m közeli galaxis
- 10 m extragalaktikus objektumok

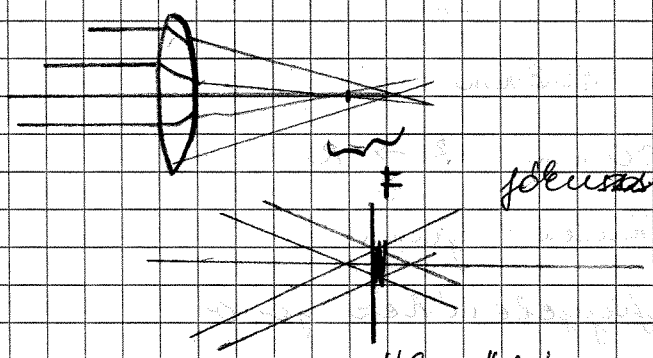
A) <u>Leképező távcsövek</u>





a) problémák:

- szférikus aberráció - gömbi hiba



- kromatikus aberráció

$n(\lambda)$! jobban töri a pirosat

kevésbé a kéket

síkes koncentrikus gyűrűk

⇓

akromatikus (2 hullámhossz)

apokromatikus (3 pl hullámhossz)

+ optikai rétegek

⇓

egy rétegbe fókuszálás

jó csiszolás ⇒ szférikus hiba javítható

b, maximális méret

~1900 Alvan Clark

„Yerkins" - obszervatórium

103 cm Φ : legnagyobb!

Michigan-tó partja

kupola: Szt. Péter-bazilika mérete!

⇓

építhetőség határa

Miért nem lehet nagyobb lencsét építeni?

- a nagyon vékony peremen kell befogni
- tiszta, homogén üveget kell önteni
  - zárvány
  - légbuborék
  - inhomogén sűrűség

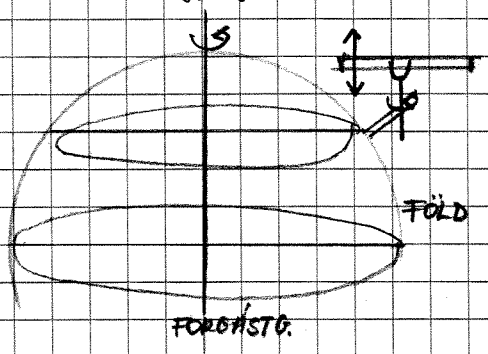
  } nem lehet!
- kupola mérete nagy
  - hosszú fókusztávolság!
  - felfüggesztése ekvatoriális

Felfüggesztés 1.

1. ekvatoriális

egyik forgástg. // Föld forgástg.

hosszú megfigyelés – „tracking"

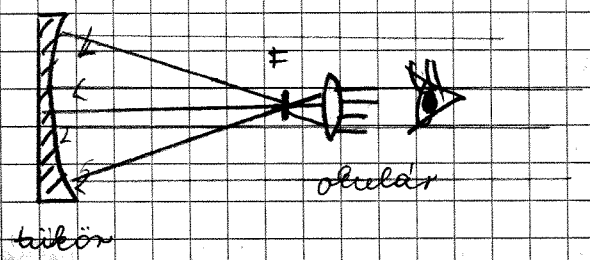


egyenletes sebességgel kell forgatni

⇓

folyt. l. később — mechanikus óra

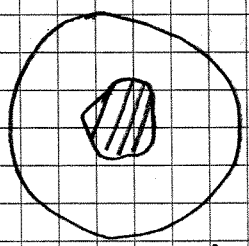
3, Tükrös távcsövek



Eltakarom a bejövő fényt!!!

a, prime fókusz

be kell mászni a távcsőbe!



kisebb fénygyűjtő felület

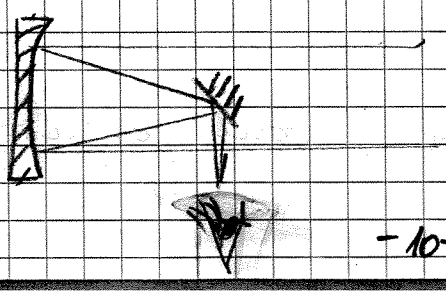
középen ami interferencia

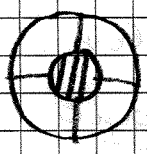
⇓

ha tökéletes parabola a tükör, akkor mindegy, mi marad ki!

a képet a többi nyaláb megalkotja

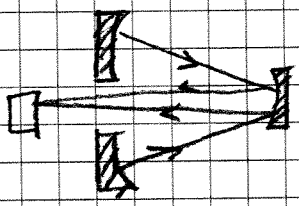
b, Newton - fókusz





„spider"

c) Cassegrain-fókusz [kesägrein]



„összehajtogatja" a fókusztávot!

fele tubushossz

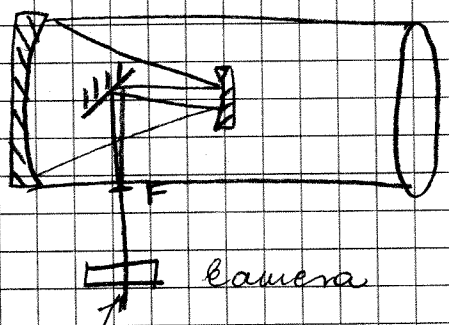
közvetlenül a súlyponthoz közel

van a megfigyelési pont

⇓

közel a forgástg.-en

d) Coudet-fókusz

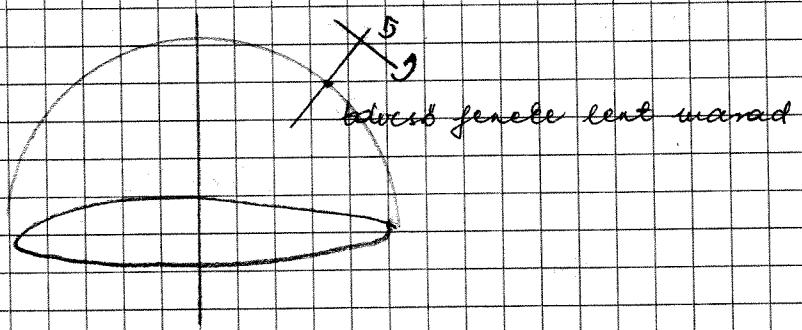


Felfüggesztés II.

2. alt - az felfüggesztés

altitude

azimut

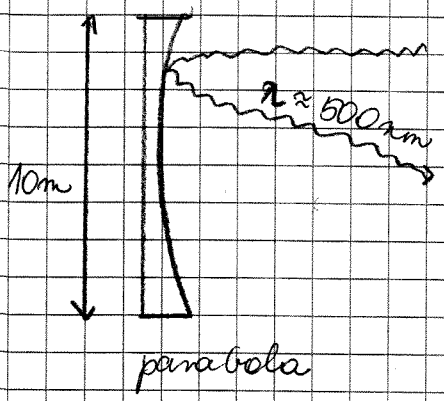


nem konstans sebességgel kell a

tracking-hez forgatni!!!

⇓

számítógépes vezérlésnél



⇒ a tükrös felületnek $\frac{\lambda}{10}$ hibával jónak kell lennie!

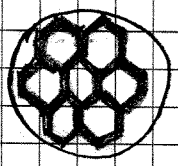
$$\frac{\frac{\lambda}{10}}{d} = \frac{50nm}{100m}!$$

vagy a hőtágulás is probléma lehet

-pírex: 0 hőtágulás



lukas ⇒ könnyű, merev szerk.



- honeycomb-structure < 5m

⇓

versenyfa! magától jön létre a kevés üveget önt és közben megforgatják

⇓

parabola!

- Segmenset

Kock 1, 11 ~ 10m



1 közös parabola

⇒ gépes vezérlés a beállításban

- 4 db VLT (very large telescope)

1 db vékony par. tükör hajladozik

sok panon tartani



a parabolatávcsövek hibái:

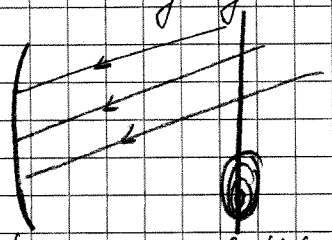
- nem gömbtükrök

  nagyon pici eltér.! (!

  „parabolizálni" kell a gömbtükröt

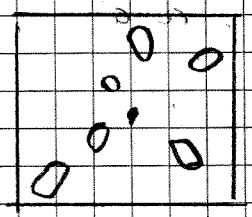
- kóma

  nem tengelyirányú fénysugarakra!



  pláne nagylátószögű távcsöveknél

  miat az üstökös csóvája!



  torzul a tengelytől távol levő objektumok képe

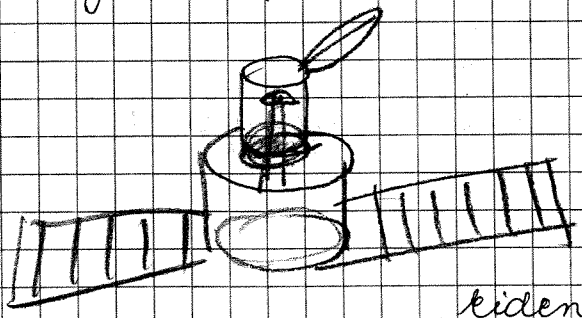
  semmit nem lehet vele csinálni!!!

  fizikai mérések szempontjából nem egy nagy probléma

Még jobb felbontás: fel kell menni az űrbe!

Űrtávcsövek

Lyman Spitzer ⇒ Hubble-űrteleszkóp: HST



vázlatos rajza

1990-ben vitték fel

⇓

kiderült, hogy rosszul csiszolták a gömbtükröt!

1993 - egyik műszert kicserélték

COSTAR : hibajavító!

befejeződött a program: el fog veszni!

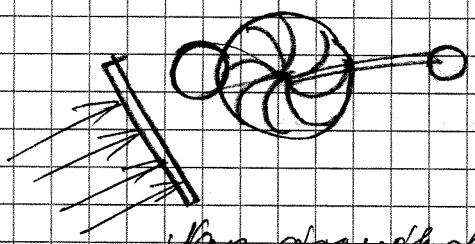
⇓

következő lépés: JWST

James Webb Space Telescope

10m átmérőjű lenne

szegmensekből állna

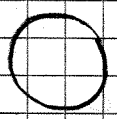


Nap árnyékolása

- nemcsak jobb a felbontás!

diffrakciólimitálta felbontás: (az írben ext látjuk)

$\sim \frac{\lambda}{d} \cdot 1{,}33$



a peremről interferálódó hullámok zavarnak

⇓

tized " felbontás

- a légkör az EM-spektrum nagy részét elnyeli

λ - 700nm } áteresztődik

rádióablak }

⇓

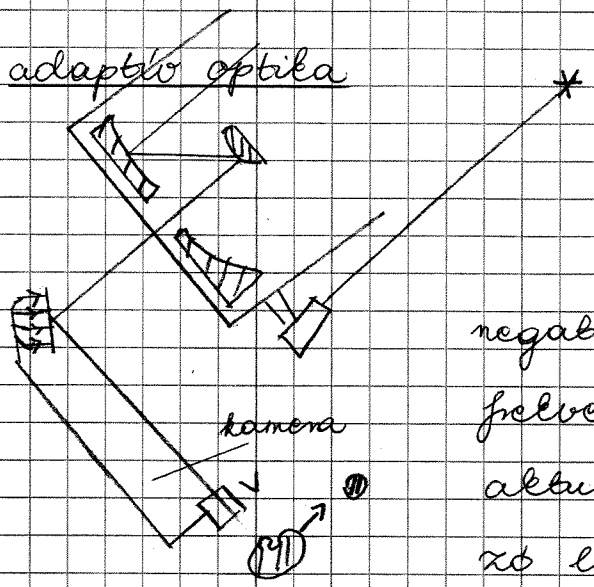
sokkal szélesebb spektrumú megfigyelés

ez nagyon fontos

Adaptív optikák

Optikai interferometria

adaptív optika



mesterséges csill. a szórószféra felső rétegébe vetítve lézerrel

negatív visszacsatolás: több 10Hz frekvenciával a vezérlőszerk. az aktuátorokat állítja a változó légköri viszonyokhoz

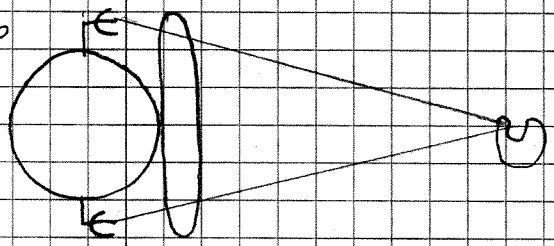
ezzel jelentősen javítható a földi felbontóképesség

$\sim \frac{\lambda}{D}$

interferometria (optikai)

rádióhullámok: $\lambda_{rádió} >> \lambda_{EM}$ ⇒ D-t növelni kell!

ideális

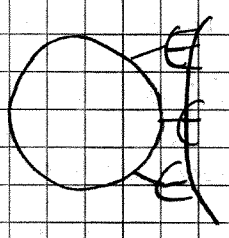


2 db rádiótávcső

Föld két oldalán ugyanazt nézik

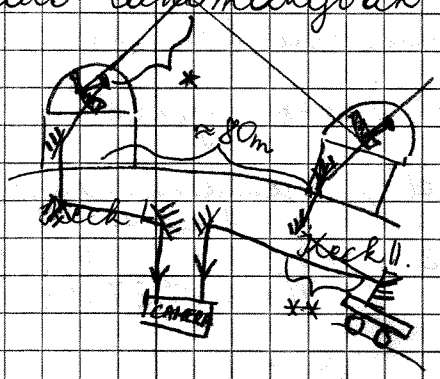
D = 12000 km lenne

valós



nagy parabolatükör szegmensei

látható tartományban is meg lehet csinálni



*: útkülönbség

**: ennek kell kompenzálnia az útkülönbséget, hogy ugyanolyan fázis érkezzen a kamerára

nagyméretű távcső két szegmense!

Keck I-II.

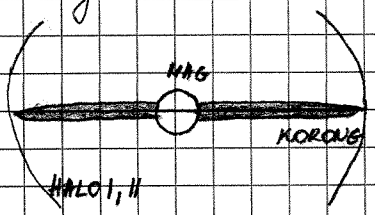
VLT 8m-es távcsövei: 4db

Extragalaktikus asztrofizika

történeti bevezető l. 1. óra

1920-as évekből vizsgálják

spirálgalaxis



gömbszerű mag

nagyon széles, lapos korong

gömbszerű halo [heilo] I. II. komponens

mag

gömbszerű

ϕ 1-2 kpc

összetétele: öreg, pici, vörös csillagokból áll

nincs gáz

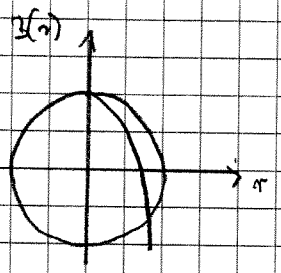
központi, nagy fekete lyuk (szupernehéz)

- csillagok elnyúlt ellipszispályán keringenek egy nagy tömegű valószínűtlenül közel $\approx 2 \cdot 10^6 M_\odot$
- ez szívta magába (akrécció) a magból az összes gázt

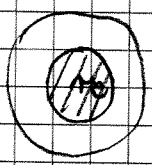
radiális sűrűségeloszlás - $B(r)$ fényességprofil

De Vaucouleurs - profil (empirikus):

$$B(r) = -7{,}67 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{\frac{1}{4}} - 1 \right]$$



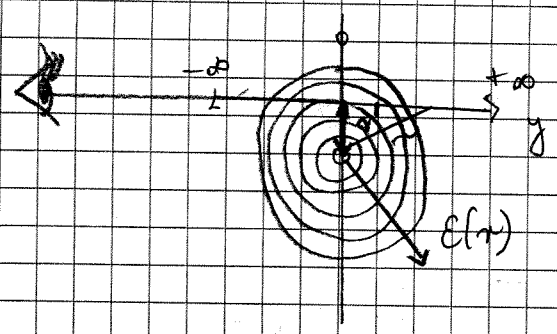
a teljes fényesség fele van az effektív sugáron belül.



$$\int_0^{r_e} dr\, B(r)\, 4\pi r^2 = \frac{1}{2} \cdot \underbrace{\int_0^{\infty} dr\, B(r)\, 4\pi r^2}_{\text{teljes fényesség}}$$

r_e definíciója

$B_e = B(r_e)$ def. szerint



$\varepsilon(r)$ gömbszerű sűrűségeloszlás

ún. emissziós fv.

közelítés: minden csillag egyforma

$M_\odot$ tömegű

Nap luminozitású

⇓

könnyű összeadni

$$B(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon\left(\underbrace{\sqrt{r^2+y^2}}_{r}\right) dy$$

r': konstans impakt paraméter

1976 Young: ennek az integrálegyenletnek nincs megoldása ⇒ rossz az empirikus $B(r)$

Yaffe-gömb. [dzeffi]

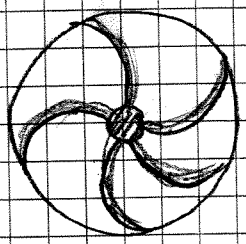
$$\varepsilon(r) \propto \frac{1}{r^2 (a+r)^2} \quad \text{kint.}$$

$B(r)$ hasonló a De Vaucouleurs-profilhoz

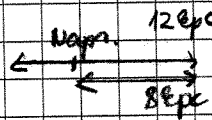
r kicsi $\Rightarrow$ $\mathcal{E}(r) \propto \frac{1}{r^2}$ parabolaként kezdődik

r nagy $\Rightarrow$ $\mathcal{E}(r) \propto \frac{1}{r^4}$ levág

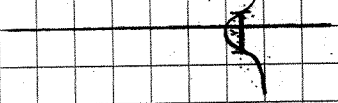
korong



- 12–15 kpc sugár
- Tejútrendszer:



- vastagság: 2–300 pc ← sűrűségprofil ⇒ FWHM



- fényességeloszlás: felületi sűrűség $\sigma(r)$

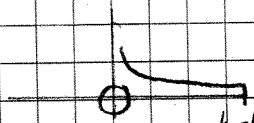
$\mathcal{E}(r) = \mathcal{E}_0 e^{-\alpha r}$

⇓

exponenciális korong

$[\alpha] = \frac{1}{pc}$ skálahossz: pl. Tejút 3–4 $\frac{1}{kpc}$

4–4,5 (αr): korong éles határa

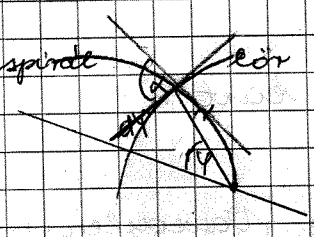


fényesség csökken
vastagság nő



- összetétel: mindenféle csillag
  gáz, por
  ↳ folyamatos csillagkeletkezés

- logaritmikus spirál:



α = konstans

$\operatorname{tg}\alpha = \frac{dr}{r \cdot d\varphi}$

$d\varphi \operatorname{tg}\alpha = \frac{dr}{r}$

log. sp.

$\varphi \operatorname{tg}\alpha = \ln r + C$

$r = e^{(\varphi - \varphi_0)\operatorname{tg}\alpha}$

a korongban nem homogén az eloszlás

$$\varepsilon(\varphi, r) = \varepsilon_0 e^{-\alpha' r} \left[1 + \underbrace{c(r) \cdot \left\{ \sin m \left(\varphi - \varphi_0 - \frac{\ln r}{\operatorname{tg}\alpha} \right) \right\}}_{[0;1]} \right]$$

skálaparaméter

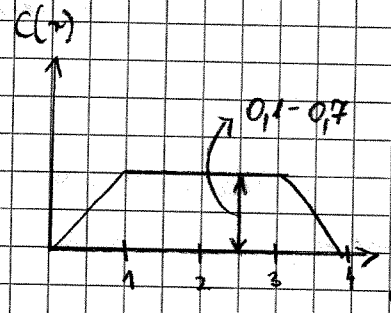
kontraszt

$[0;2]$

m: 2, 4 v. páros szám (nagyobb nemigen)

multiplicitás

spirálkarok száma



halo

- sugara akár 5 kpc is lehet
- I.: látható halo

≈ mint a mag „kiterjesztése"

nagyon öreg, pici, vörös csill.

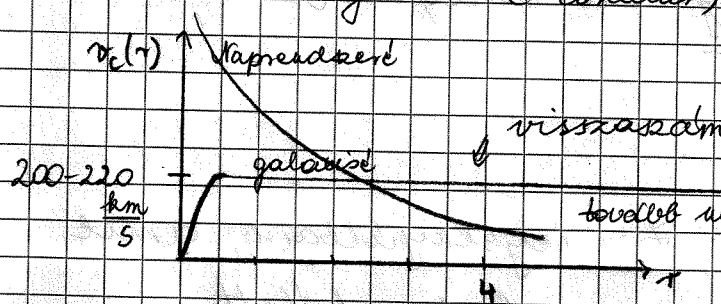
- II.: sötét halo

sokkal fontosabb komponens

$\varrho(r) = \frac{1}{r^2}$ izotermális gömb

galaxis össztömegének 90% !-a itt van

rotációs görbe ($v_{kinetikus}$)



$v_c(r)$ spektroszkópiával mérhető



sötét anyag: nem tudjuk, hogy micsoda!

"WIMP"

Weakly Interacting Massive Particle

megoldás a sötét anyagra? - részfiz.

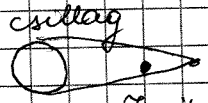
"MACHO"

Massive Astrophysical Compact Halo Object

asztrofiz.

pl. egy rakás Jupiter - azt sem látnánk

mikrolensing-gel láthatnánk



kicsit összefókuszálja a fényt!

ez alapján mérhetnék

MACHO
OGLE
Optical Galaxic Lensing Experiment

2 projekt

<u>elliptikus galaxisok</u>

pontosan úgy néz ki, mint egy spirálgalaxis magja

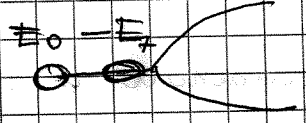
vmi fejlődés végállapota

elnyúlt, nem gömbszerű magok

⇓

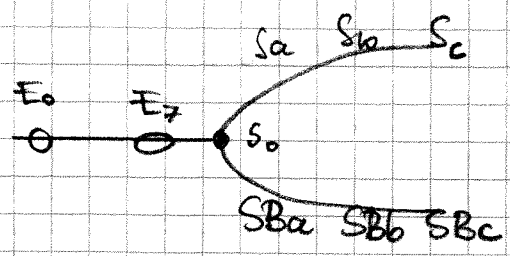
morfológiai eljárás

Hubble-f. hangvilla-diagram

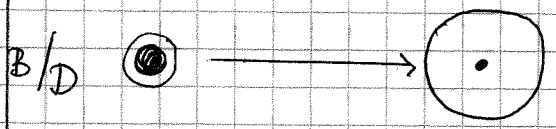


$\frac{10(a-b)}{a}$ ⇒ 7: legelnyújtottabb, amit valaha látott

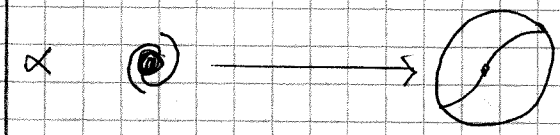
elvi határ: épp milyennek látom



Sa Sb Sc



mag / korong fényesség



spirálkarok nyílásszöge

C(r) 0,1 ⟶ 0,7

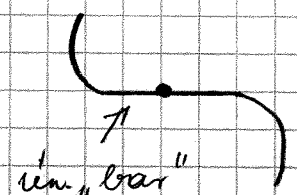
kontrasztot a korong és a karok között

S_0: lencseszerű galaxis ◉ korongkezdemény

minden sp.g. 2 változatban van az égen

pl. SBc

bar = „rúd"



galaxisok 95%-a valahol erre a közelebbiek közül ($z \approx 0$)

5% Irr irreguláris
Pec peculiar } galaxisok

ütközőfélben levő galaxisok
kialakulófélben

nagyon távoli galaxisokat fényképezve
50% - 50% az arány (pl. $z > 1$)
sok a kialakuló!

nagyrészt megnyugodott már a rendszer

Mi a magyarázat a kinézetre? - hierarchikus elm.

nagy gázfelhő elkezd összeesni

grav. 10^{11}-10^{12} $M_\odot$

külső erő hatására

közepén nagy fekete lyuk (szupernehéz)

szívja magába a gáz jelentős részét

↓ akkretál

nagyon fényes sugárzás

kvazárállapot: akkretáló fekete lyuk

QSO: quasi-stellar-object

csillagszerű objektum

1963: Martin Schmidt

körpályára áll a gáz a fényes mag körül

szétlapul a korong

összperdület megmarad

a mag még aktív: AGN

active Galactic Nucleus

Seijert-mag

kialszik az AGN ⇒ normál spirálgalaxis

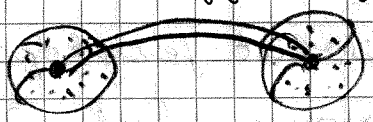
remnant black hole: nem világít

elliptikus galaxisok

összeütközés

korong, spirálkar leszakad

összeállnak egy nagy csomóvá



összeolvadnak a fekete lyukak

újra akkretál ⇒ világít

nagymértékű grav. hullámok az összeolvadásuk

LIGO

LISA

halmazokban több az elliptikus galaxis

⇓

sűrűség - morfológia reláció

halmazban gyakoribb az ütközés

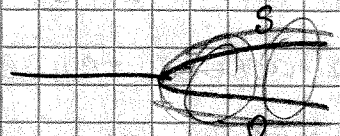
több ell. gal. keletkezik

harangvilla: elnagyolt kép

legelső osztályozási eljárás!

+ Sd

+ SBd



S-alakú spirállal

O-nincs gyűrű (főleg sarok)



fizikához nincs feltétlenül köze

néhány számmal lehet leírni őket inkább

galaxis: nem együtt keringő csillagok!!!

az idő folyamán a spirállkarok ugyanis felcsavarodnának

⇓

din-Shu-hipotézis: a spirállkarok sűrűséghullámok a galaxisban

⇓

új, fényes csillagok a sűrűsödő gázfelhőben

mire a spirállkar elhalad, ezek kihunynak

⇓

erős színkontraszt

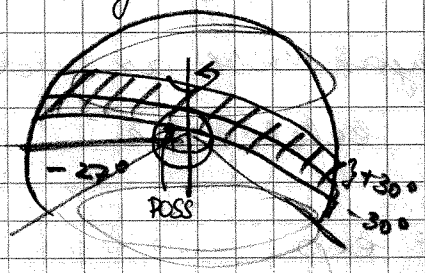
Galaxishalmazok, az Univerzum nagy skála szerk.

1955 - P.O.S.S. (l. 1. óra)

1958 - Abell: galaxishalmazok

1,5 Mpc ϕ >30 galaxis ⇒ ~

~2700 db galaxishalmazt talált



mi galaxisunk pora hitakar ebben a sáv-

ban

amit talált, a maradék területen van!

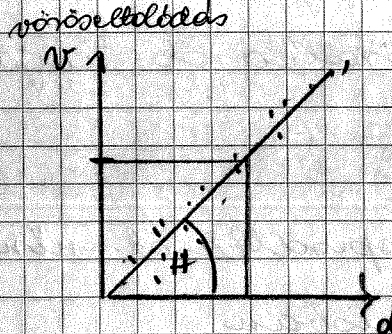
~1600 g. - ban >500 galaxis

igen nagy csomósodások

hogy mérte meg a távolságát Abell?

$v = H \cdot d$ $\quad H = 71 \pm 2 \left(\frac{km}{s} \cdot \frac{1}{Mpc}\right)$

10^2-10^3 km/s sebesség ~ 10-100 Mpc távols.



mennyi ez $\frac{1}{s}$ - ban?

kalibrálás után lehet

távolságmérésre használ-

ni a Hubble-tv.-t

mégsem ez alapján mért Abell

akkor itt nagy hibája volt H-nak!

csak távolodási sebességgel dolgoztak

H

átlag számolták át ezeket távolságra

CfA Slice

jó spektrumot kirajzoltak

sokáig kell fényt gyűjteni

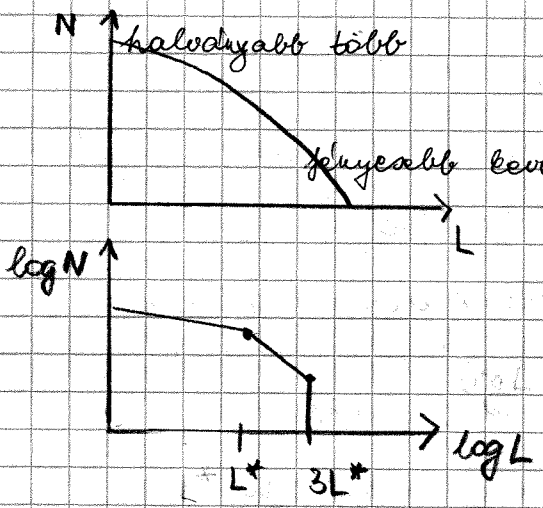
1000 galaxist megmértek

1980-as években

Hogy mért mégis ábra?

fényességből sacolt

galaxisok ún. luminozitásgörbéje



$L^* = 2{,}5 \cdot 10^{10} L_\odot$

$3L^*$-nál fényesebb galaxis kevés van!

$10L^*$ pl. galaxishalmaz kp.-jában 1-2

cD-típusú g.-k

Virgo-halmaz: M87 hatalmas kp.-i g.

⇓

egy galaxishalmazban a (leggyengébb)/3. leg-

fényesebb galaxis egyforma ($3L^*$) luminozi-

tású ⇒ távolság-modulus egyenlet

„standard" gyertya

1967 - Zwicky

déli féltekét is feltérképezte

újrakatalogizálta

vala definíció

~ 9700 galaxis

⇓

1970-es évek eleje: galaxisok tömörülnek

3D-s égtérkép

1980-as években!

galaxishalmazok fizikája

$M_{cl} = 10^{14,5} \cdot M_\odot$ tipikus halmazméret

1 cluster

~ ϕ 1,5 Mpc

izotermális halmaz

⇓

potenciálgödör mélysége

milyen a gáz hőmozgása

hőmérséklete

hogy ne legyen fekete lyuk

⇓

10^6 K ebből a számolásból

rtg.-tartományos

feketetest-sugárzás

a légkörön ez nem látszik át

űrsonda kell

tényleg sugároz rtg.-ben

fele tömeg a gázban van

⇓

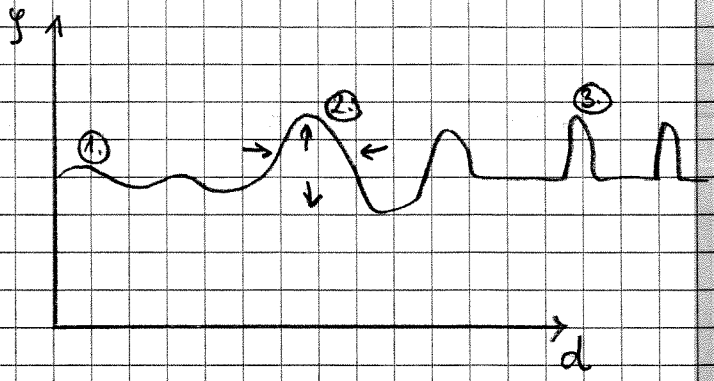
így lehet tömegtérképet számolni

hűtési áramlás: utánpótlás kell! a sugárzás miatt ⇒ lökéshullám ⇒ megfigyelhető?

Sűrűségfluktuáció

$t \approx 0$ év

$\frac{\Delta \varphi}{\varphi} \approx 10^{-5}$



$t \approx 13{,}7$ milliárd év

$\approx 10^5$

⇓

10 nagyságrenddel nőtt

Van egy max. méret, amelynél nagyobb nem alakulhatott ki.

Milyen az eloszlás nagyon nagy skálán?

Hubble-tv.: $v = H \cdot d$

↑

$71 \frac{km}{s} \frac{1}{Mpc}$

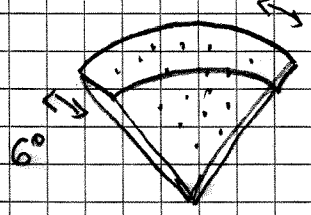
spektrumból: $\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} \rightarrow \frac{c}{H} \cdot \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = d$

↑

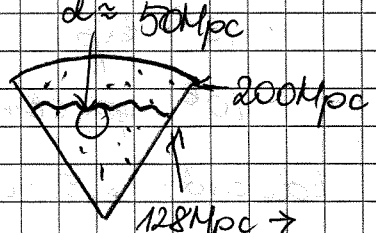
eb. 1 órás exp. idő

2 koordinátát ismerünk ⇒ 2 nr.-del több kell a harmadikhoz

1. kísérlet: CfA Slice (M. Geller)



2D-s dinnyeszelet →

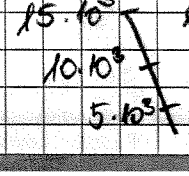


50 Mpc-es voidok

128 Mpc-re falak

távolodási sebességet írtak fel

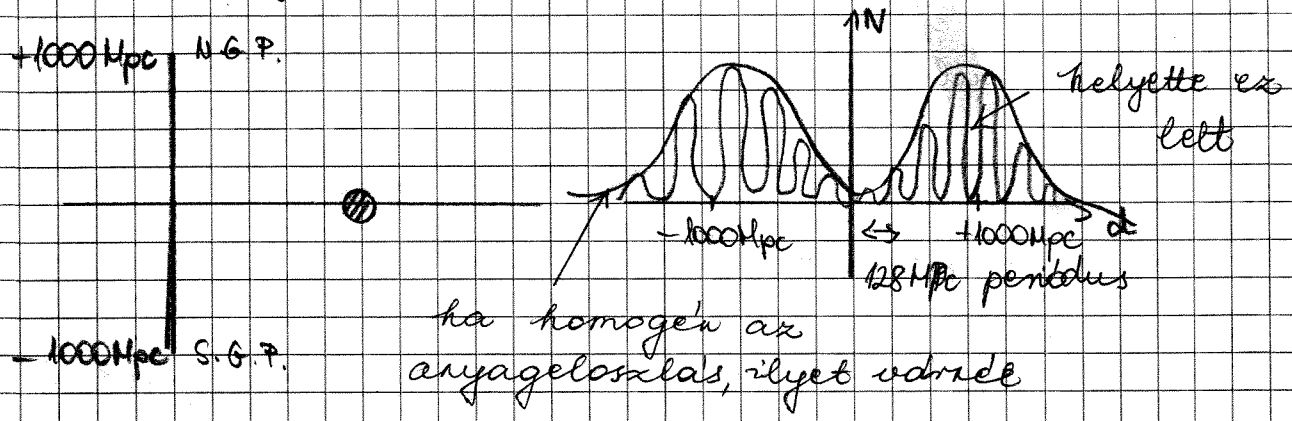
(H még nem volt precíz)



3D-hez sokkal több idő kellene!

2. kísérlet: 1990, BEKS "PENSIL BEAM" SURVEY
E-i D-i

nincs elég idő ⇒ szélesítsük 1D-re



Magnitúdó limitált (+22-ig)

közel: a halmazokat is látom

messze: sokkal kevesebb

Nem tűnik bele, hogy periodikus, tehát valami szisztematikus hiba van (nincs geometr.)

+1000Mpc-ig látjuk a sűrűségfluktuációt

néhány 100Mpc-s skálán nagy sűrűségingadozás

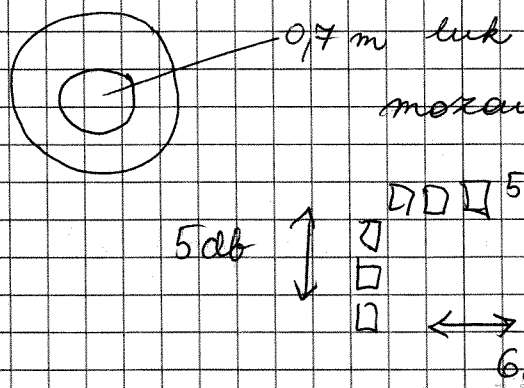
3. kísérlet: 2000-2005 Sloan Digital Sky Survey (SDSS)

adatok ~ 2010

10^8 kép

10^6 spektrum

távcső: 2,5 m átmérőjű tükör

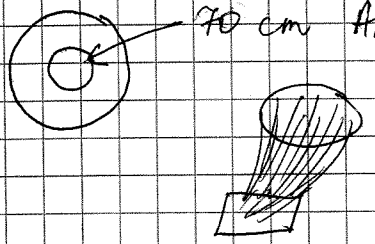


scanning üzemmódban

amíg végighalad a chipen a kép, folya-

matosan olvasom

(a tdocsó nem hövet)



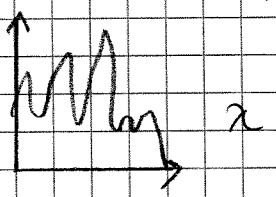
660 db, ahova a kép esik

↳ üvegszálak vezetik a

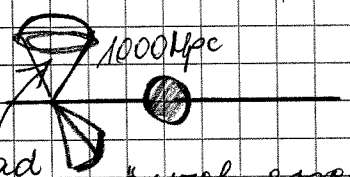
spektroszkópra

optikai rács borítja

1 óra alatt 660 spektrum ⇒ ~ 5000/éjszaka



4. kísérlet: APO, Új-Mexikóban



csak a tavaszi néhány hónapban

össze ezre is

~ 200 éjszaka végeztek

Mit találtak?

negyedgömb, 3D → magnitúdóblinitálat!

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx 0{,}1 - 0{,}2$$

Ezen belül lövés van struktúra, de még ezzel

sem tudjuk, csak sejtjük, a struktúra vége

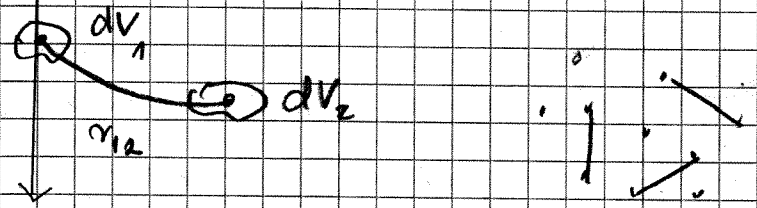
≈ 300 Mpc amin még van csomósodás, felette

homogénnek tekinthető.

Kétpont-korrelációs fv.

$$dP = \bar{N}^2 \left[1 + \xi(r_{12})\right] dV_1\, dV_2$$

azon pontpárok száma, ahol egyik dV_1-ben, másik dV_2-ben van, és dV_1 és dV_2 távolsága r_{12}



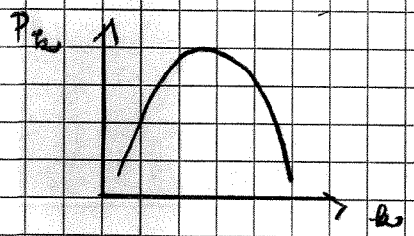
galaxisok átlagos számára a sűrűsége a térben

$P_k \longleftrightarrow \xi(r_{12})$

P_k ↑ hullámszám

teljesítményspektrum (anyageloszlás) $\longleftrightarrow$ $\mathcal{F}$ (Fourier-tr.)

Mit várok?

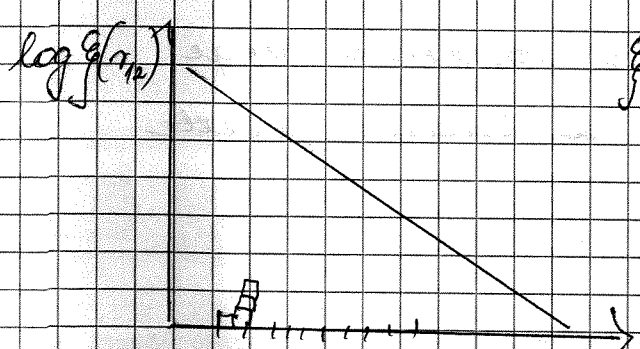


kis λ-n nem várok:

nagyon nagy távolsát nem tudok mérni

300Mpc felett lesz, nagy λ fölött nincs struktúra

ξ egyszerűen, gondolkodás nélkül legyártható



$\xi \sim r^{\gamma}$ grav. ⇒ kisebb távolságokat keresnek

$\gamma = ?$

Slone: $\gamma = -1{,}8$

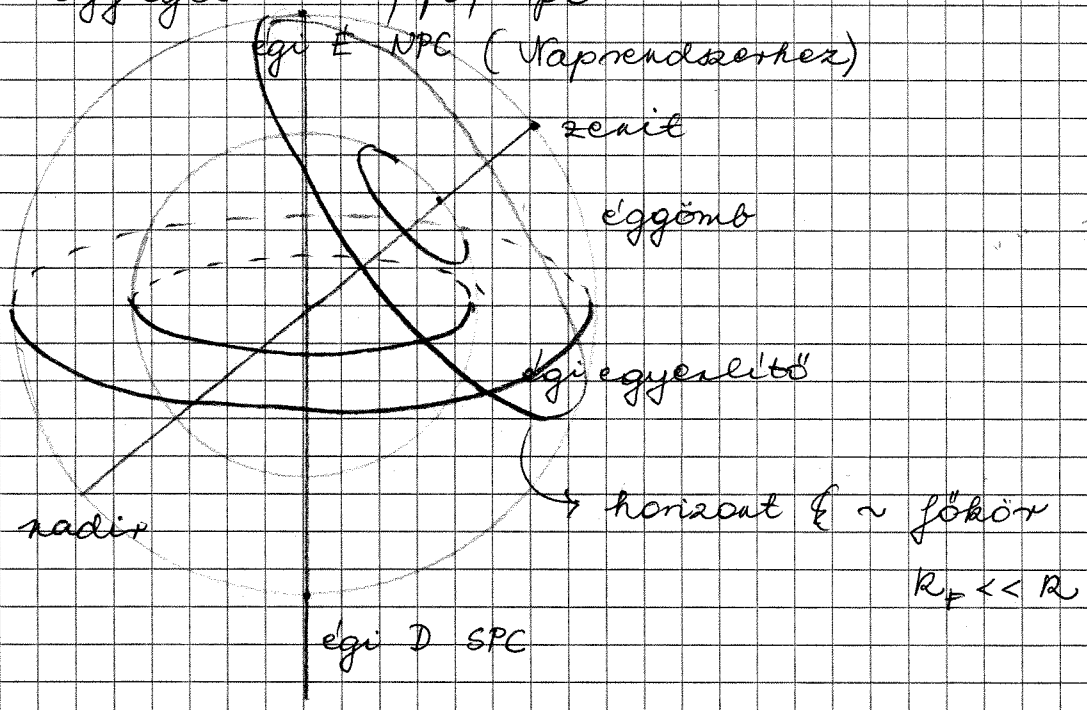
$\gamma_{spirál} = -1{,}6$

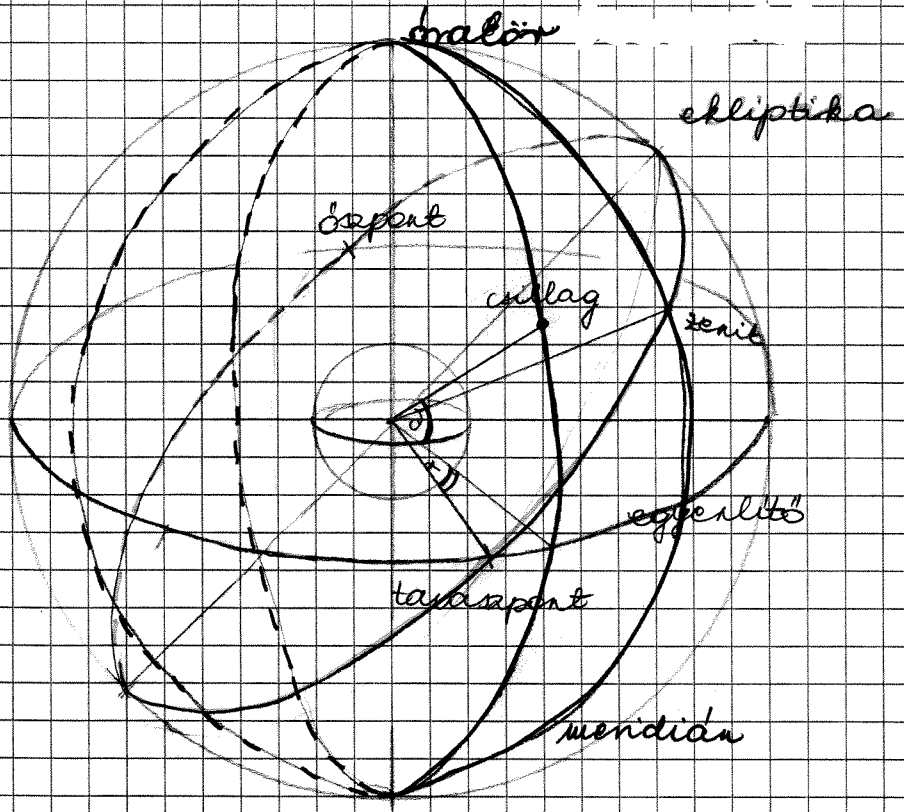
$\gamma_{ellipt} = -2{,}0$

Elliptikus galaxisok jobban tömörülnek (nem csoda)

Koordinátarendszerek, távolságok

egységek: CSE, pc, Mpc

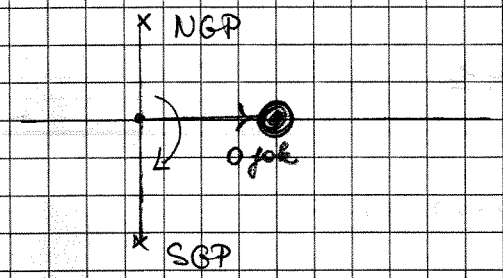




δ: deklináció $-90° - +90°$

α: rektaszcenzáció $0 - 24$ h

galaktikus KR



l [0°, 360°]

galaktikus hosszúság

b [−90°, +90°]

$(\alpha, \delta)_{b=0°, l=0°} = (17^h 45^m, -28°)$

EPOCH

Föld precesszál (26 000 éves per.)

↓

nem teljesen fix

csillagnak is lehet mozgása

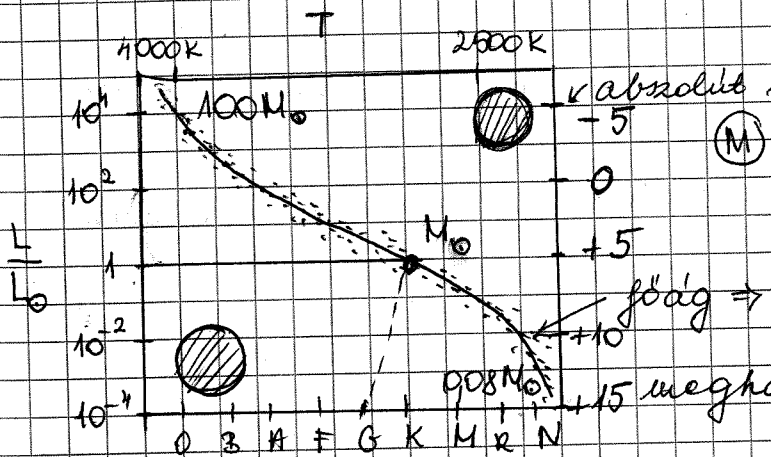
Csillagok szerkezete, jellemzése

Hertzspring – Russel-diagram (H-R-diagram)

magnitúdó

látható

abszolút → luminozitás



főág ⇒ egyparaméteres szekv.!

meghatározzák egymást

spektroszkóppal színképeket néztek

csillagok osztályozhatók színkép szerint

emissziós } vonalak

abszorpciós }

⇓

A, B, C, ... elnevezések

hőmérséklet szerint más a sorrend!

Nap: 6000K, G, $\frac{L}{L_\odot} = 1$

jobb felső sarok:

vörös óriások

hideg, piros, nagyon nagy felület

bal alsó sarok:

fehér törpék

meleg, fehér, nagyon kis felület

csillagok fejlődése főág → v.ó. → főág → f.t.

O	KÉK - ÚV	$28-50 \cdot 10^3$ K	ionizált H, He
B	KÉK - FEHÉR	10-28	ion H, neutrális He
A	FEHÉR	7,5-10	neutrális H, He
F	SÁRGA-FEHÉR	6-7,5	H, ionizált fémek
G	SÁRGA	5-6	ion + neutr. fém
K	NARANCS	3,5-5	neutr. fém
M	PIROS-NARANCS	2,5-3,5	TiO_x, Ca megj.
	SZÍN	T (10^3 K)	VONALAK a vegyületek!

He nagyobb tömeg → fémek a csillagászatban (def.)

H, He: primordiális gázok

csillag élettartamának becslése

$t \sim \frac{M}{L}$ tömeg / üzemanyagégetés sebessége

$L(M)$ ebből!

$> 100\ M_\odot$ ⇒ fekete lyukká esik össze

$< 0{,}08\ M_\odot$ ⇒ nincs grav. elég, nincs fúzió

$L \sim M^{3,5}$!

$t \sim M^{-2,5}$

nehéz csillag nagyon rövid ideig él

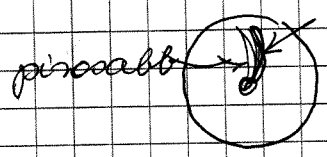
könnyű tovább él

⇓

a galaxisok magjában, ahol már nem keletkezik új csillag, a pici piros csillagok éltek tíz

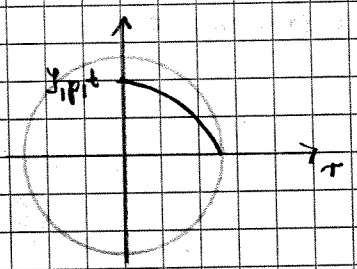
csillag születése gázfelhőből

- közelben felrobbanó szupernóva lökéshullám robbanáskor
- galaxis spirálkarja: sűrűséghullám összepréselődik a gáz ⇒ új csill.
  fényesnek látjuk a spirálkart



- galaxisok ütközése
  csillagok nem fognak ütközni, ritkán vannak!
  nagy gázfelhők ütközésében fényes, élő csillagok

Politróp modell (csillagok)



Feltevések:

- gömbszerű a csillag (10^{-5} pontossággal!)
- (r, t) - függések
- ρ, T, X_i kémiai öt.
  $p(\rho, T, X_i)$

U energiasűrűség
S entrópiasűrűség
λ hővezetőképesség
ε emisszióvitás ⇒ F fluxus

termodin. főt.
Navier- Stokes- egy.
Kontinuitási egyenlet

- $T\,dS = d\left(\frac{U}{\rho}\right) - \frac{P}{\rho^2}\,d\rho$

④
- $\rho T \frac{dS}{dt} = \rho\varepsilon - \operatorname{div} F \qquad F = -\lambda\,\operatorname{grad} T$

Nav. - St. - e.

②
- $\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{1}{\rho}\operatorname{grad} p - \operatorname{grad} V$ ← gravitációs potenciál

③
- grav. pot.: $\Delta V = 4\pi g \rho \qquad \rho(r) \rightarrow V$!

Laplace - Poisson - egyenlet

④
- $F = -\lambda\,\operatorname{grad} T$

kiindulási alakok

②→ $\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 r}{dt^2} = 0$

③→ $\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r}\right) = 4\pi g \rho$

①→ $\varepsilon - \frac{1}{\rho}\frac{1}{r^2}\frac{\partial(r^2 F)}{\partial r} - T\frac{dS}{dt} = 0$

④→ $F = -\lambda \frac{\partial T}{\partial r}$

rendezve és gömbi poldrba átírva az operátorokat

$\rightarrow M(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r')\,dr'$

$\rightarrow L(r) = 4\pi r^2 F \qquad \kappa \sim \frac{1}{\lambda}$ radiatív opacitás koefficiense

opacitás: mennyit enged át / fog meg a fotonokból

$\rightarrow \kappa = \frac{4acT^3}{3\rho}\cdot\frac{1}{\lambda}$

belyuk ötet

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{GM_r}{r^2} + \frac{d^2 r}{dt^2} = 0$$

$$(-)\frac{\partial M_r}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho$$

$$\left(\varepsilon - T\frac{dS}{dt}\right) 4\pi r^2 \rho = \frac{\partial L_r}{\partial r}$$

$$\frac{\partial p}{\partial M_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4} - \cancel{\frac{1}{4\pi r^2}\frac{\partial r^2}{\partial t^2}}$$ ← statikus csill. 0.

lokális term. egy.

$$\frac{\partial r}{\partial M_r} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}$$

$$\frac{\partial L_r}{\partial M_r} = \varepsilon - \cancel{T\frac{\partial S}{\partial t}}$$

$$\frac{\partial T}{\partial M_r} = -\frac{3\kappa L_r}{64\pi^2 a c T^3 r^4}$$

peremfeltétel

$r = 0$ kp. $\quad L_r = 0 \quad M_r = 0$

$M_r = M$ itt a felszín $\quad \rho = 0 \quad T_{felszín} =$ (kifejezhető)

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4$$

effektív

F

Eddington-modell:

R, L eddig ismeretben

$$T_{eff} = 2^{\frac{1}{4}} \cdot T_{felszín}$$

Kérdések

ρ_c, T_c, R, L

$p = K \rho^{1+\frac{1}{n}}$ politróp állapotegyenlet

$\rho = \rho_c \Theta^n$

$p = p_c \Theta^{n+1}$ } ebből következik

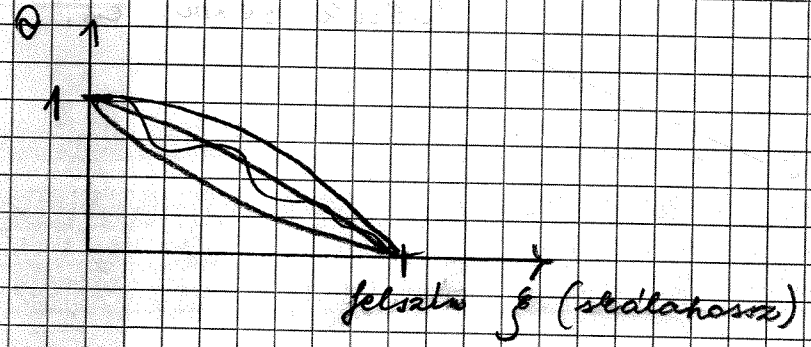
$r = \alpha \xi$

Θ: politróp hőmérséklet

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{d\Theta}{d\xi}\right) = -\Theta^n$$ Lane-Emden-egyenlet

$$\alpha = \sqrt{\frac{\kappa(n+1)\rho_c^{\frac{1-n}{n}}}{4\pi G}}$$ ⇒ dimenzióstalanítja a többi c-t

Milyen mo.-t keresek?



ξ_1: ahol $\Theta = 0$

ξ_{11}: dimenziótlan sugár

$n=0$
$n=1$ } analitikus megoldás ∃
$n=5$ ezek épp nem érdekesek

$n=0$ összenyomhatatlan folyadék, Föld pl.

$$\Theta = 1 - \frac{\xi^2}{6}$$

$n=1{,}5$ nemrel.
$n=3$ ultrarel. } gáz!

csak numerikus mo. ∃!

	$\sqrt{5}$	ξ_1
$n=3{,}5$	5,99	3,65
$n=3$	54,18	6,90

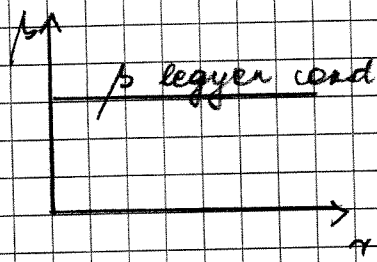
$p = p_g + p_r$

↑ gáz ↑ radiation

↓ $\frac{\mathcal{R}}{\mu H} \varrho T$ ↘ $\frac{a}{3} T^4$

stat. fiz.

$\beta = \frac{p_g}{p}$ Eddington-modell (2.)



megoldható a probléma!

$\frac{p_g}{p} + \frac{p_r}{p} = 1$

$\frac{p_g}{p} = 1 - \beta$

$$\frac{M}{M_\odot} = \frac{18{,}1}{\mu^2} \frac{\sqrt{1-\beta}}{\beta^2}$$

M nagy ⇔ sugárzási nyomás dominál

M kicsi ⇔ gáz dominál

Nap esetén β? $\mu = 0{,}62$

$$1 = \frac{18{,}1}{0{,}62^2} \frac{\sqrt{1-\beta}}{\beta^2} \Rightarrow \beta = 0{,}9995$$ gáz dom.! sugárnyomás elhan.

Energiatermelés

$0{,}08\, M_\odot = M_{min} \Rightarrow H \rightarrow He$ $15 \cdot 10^6$ K

p, ϱ, T határozzák meg a fúziós beindulását

① $p-p$ - lánc

$^1H + {}^1H \longrightarrow {}^2D + e^+ + \nu$ (2*)

${}^2D + {}^1H \longrightarrow {}^3He + \gamma$ (2*)

${}^3He + {}^3He \longrightarrow {}^4He + {}^1H + {}^1H$

↑ stabil

$4 \times {}^1H \longrightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu + 2\gamma$ összmdzva

② CNO- ciklus

${}^{12}C + {}^1H \longrightarrow {}^{13}N + \gamma$

${}^{13}N \longrightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu$

${}^{13}C + {}^1H \longrightarrow {}^{14}N + \gamma$

${}^{14}N + {}^1H \longrightarrow {}^{15}O + \gamma$

${}^{15}O \longrightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu$

${}^{15}N + {}^1H \longrightarrow {}^{12}C + {}^4He + \gamma$

$4\,{}^1H \longrightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu + \gamma$

C- katalizátor szükséges

<u>Nap- neutrínó problema</u>

$1370 \frac{W}{m^2}$ Nap teljesítménye ⇒ össz- luminozitás

lánc, ciklus mennyi E-t termel

⇓

hány db ilyen folyamat megy végbe

hány db neutrínó termelődik

neutrínódetektálás - folyamat ellenőrzése

(Cserenkov- detektorok)

⇓

kevesebb neutrínót detektálunk, mint azt az elmélet jósolja!

neutrínók többféle fajtája: ν_e, ν_τ, ν_μ

ha ezek a formák egymásba alakulnak, akkor kevesebb ν_e-t mérünk

⇓

magyarázat: neutrinóoszcilláció

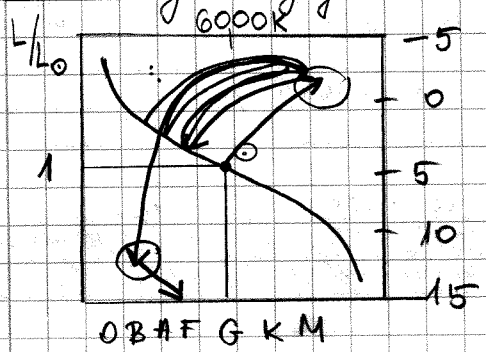
① : ε : $9 \cdot 10^{-37}\ (m^5 K^{-4} kg^{-1} s^{-3})\ \varrho\ X^2 T^4$

X : ^1H részaránya

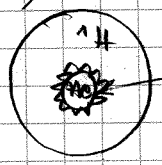
② : ε : $3 \cdot 10^{-57}$ (– " –) $\varrho\ X X_{CN}\ T^{21}$

sokkal erősebb a hőmérsékletfüggés

Csillagok fejlődése



1.) $M < 4 M_\odot$



p-p lánc végbemegy

He-mag nő

felszínén a hőm. csökken

⇓

megáll a p-p lánc $t \sim M^{-2,5}$

t: meddig ég a H

eddig volt a földgáz a Napban!

grav. → p. gáz ←

„kikapcsol a fűtőtest"

⇓

összemegy a csillag

adiabatikus összenyomás

⇓

közepe $100 \cdot 10^6 K$ – re felmegy

$3 \times {}^4He \rightarrow {}^{12}C$ hipla α-folyamat

${}^4He + {}^4He \rightarrow {}^8Be$

${}^8Be + {}^4He \rightarrow {}^{12}C + \gamma$

beindult a He-fúzió

óriási hőm. ⇒ sugárzási nyomás

kifelé rántja a csillag külsejét

⇓

adiabatikus lehűlés

vagy, hideg csillag → vörös óriás

stabil energiatermelés az α-folyam. miatt

visszakerül a főágra ~ $2 \cdot 10^9$ y erejéig

ismét elfogy a tüzelőanyag

⇓

adiabatikus összeesés

visszalökés óriási, lerepülnek a külső

rétegek (nem szupernóva-robb.)

⇓

pici, forró, sűrű mag marad vissza

fehér törpe

$M < 4 M_\odot$ - esetén !

fehér törpe: lassan kihűl

T csökken

L csökken

⇓

hűlési görbe

2.) $M > 4 M_\odot$

második felfújódást is meg tudja állítani

a gravitáció ⇒ C elkezd fuzionálni!

H → He → C → Ne

⇓

sokszor visszatér a főágra

Ne → O → Si → Fe

mindig kicsit magasabb hőmérsékleten

mindig rövidebb időre térünk vissza

a vasnál szükségszerűen megdől a folyamat

mikor a Si fúziója megszűnik

⇓

a külső rétegek bevillanak

adiabatikus felfűtés

Fe-magok → p^+, n^0

⇓

plazma

összes $p^+ \rightarrow n^0 ! + e^+ + \nu$

nagy mennyiségben

neutronmag kőkemény!

nagy sebességgel visszapattannak a gázrétegek

robbanásszerűen távoznak

visszamarad a neutroncsillag

⇓

szupernóvarobbanás

$4 M_\odot < M < 60 M_\odot$ neutroncsillag

$60 M_\odot < M (< 100 M_\odot)$ fekete lyuk

egyaránt $M_\odot$-nál!

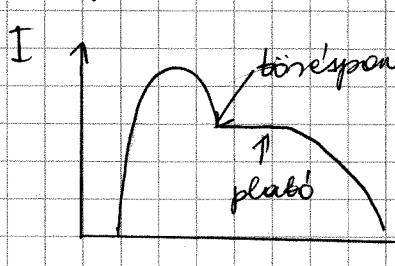
nehéz csillag élete végi robbanás: II. szupernóva

(színkép szerinti kategorizáció)

mennyi nehéz elem található a színképben?

Ia, Ib, Ic stb.

II



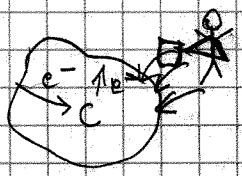
a robbanás pillanatában keletkeznek

a vasnál nehezebb elemek

Ia: spec. szupernóva

C – mag: e^- - gáz nyomás ↔ gravitáció

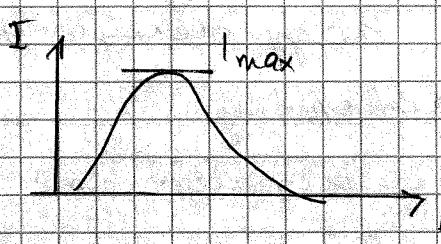
Chandrasekhar:



anyagot adok hozzá

egyre kisebb lesz a fehér törpe

$M_{Ch} = 1{,}4 M_\odot$ → robbanás, Ia szupernóva



sima lefutás

I_{max} mindig ugyanakkora

távolságmérésre használható! ☺

tömegnövekedés: kettőscsillag-rendszerekben!

egyik csillag elszívja a másik előle az anyagot!

10.ea.
11.28.

Kozmológia

$v = d \cdot H \leftarrow (71 \pm 2) \frac{km}{s} \cdot \frac{1}{Mpc}$ 2-3 % pontosság

precíziós kozmológia:

ehhez hasonló paraméterek néhány % pontossággal kimérhetők

Olbers-paradoxon

az éjszakai égbolt sötét ↔

∞ Univerzum, ∞ idő óta ∃ ⇒ ∀ tetszőleges irányban kellene csillagot látnunk!

túl sok porfelhő takarja?

fel kellett volna fűtődnie a porfelhőnek

nem homogén az anyageloszlás - gal.

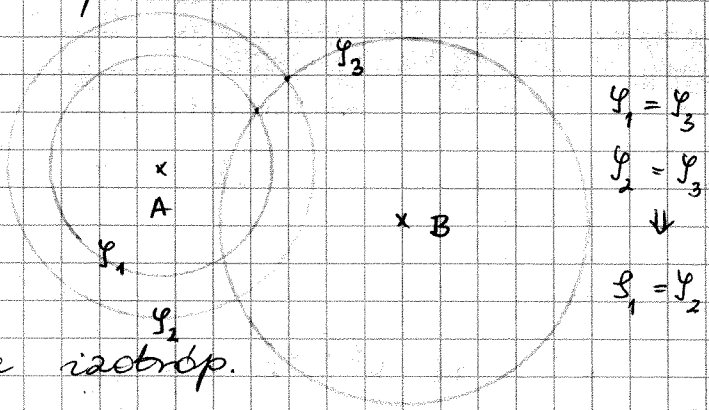
ekkor csill. h. galaxismagokat kellene látnunk

⇓

nem megoldható a probléma

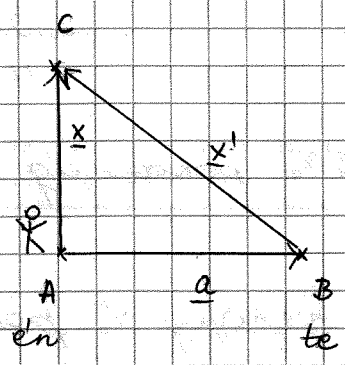
Kozmológiai elv: az Univerzum homogén és izotróp, minden pontból nézve.

ekvivalens



Az Univerzum minden pontból nézve izotróp.
(ebből következik a homogenitás)

Fordítva, a homogenitásból ↛ izotróp, pl. ha a tágulási sebesség irányfüggő.



adott időpillanatban

$$\underline{x} = \underline{a} + \underline{x}'$$

tfh. az Univerzum nem stat.

(A) $v_i(\underline{x}, t) = \dot{a}_i + v_i'(\underline{x}', t) = v_i(\underline{a}, t) +$

együttmozgó KR-ben $+ v_i'(\underline{x}', t)$

$$v_i(\underline{x}, t) - v_i(\underline{a}, t) = v_i'(\underline{x}', t) =$$

$$= v_i'(\underline{x} - \underline{a}, t) = v_i'(\underline{x}, t) - v_i'(\underline{a}, t)$$

$$= v_i(\underline{x} - \underline{a}, t)$$

↑ homogenitás miatt! ↑ ezért

$\Rightarrow$ homogén, izotróp, lineáris

$$v_i = \underset{\sim}{c_{ik}}(t)\, x_k$$

általános tenzor (linearitást felt.)

$$c_{ik} = \frac{1}{2}(c_{ik} + c_{ki}) + \frac{1}{2}(c_{ik} - c_{ki})$$

szimmetrikus: $c_{ik} + c_{ki}$ — antiszimm.: $c_{ik} - c_{ki}$

$$S_{ik} + \cancel{A_{ik}}$$

izotrópia miatt

$$v_i = S_{ik}(t)\, x_k \qquad S_{ik} = S_{ki}$$

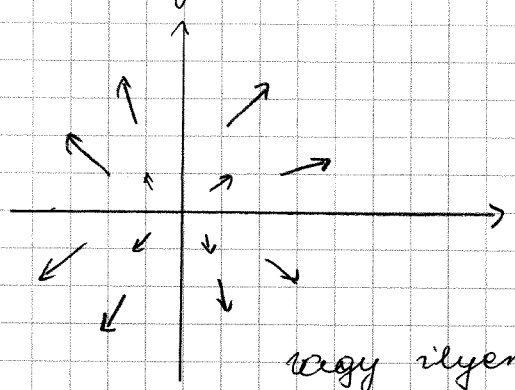
szimm. mx. diagonalizálható

izotrópia $\Rightarrow$ főátlóban levő elemek megegyeznek

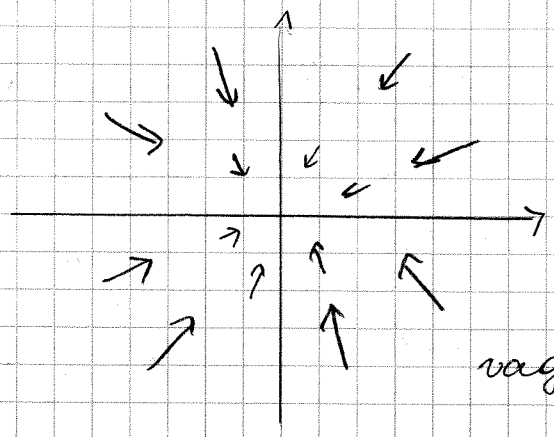
$\Downarrow$

$v_i = S(t) \cdot \delta_{ik} x_k$ megfelelő KR-ben

selvességmező szemléltetése



vagy ilyen



vagy ilyen

$\partial_t \rho + \partial_i (\rho v_i) = 0$ kontinuitási egyenlet

nem igazi folyadék

$\rho (\partial_t v_i + v_k \partial_k v_i) = - \partial_i p - \rho \partial_i u$ Euler-e.

$\partial_i \partial_i u = 4\pi g \rho$ Lapl.-P.-e.

$\dot{\rho} + \rho 3 S(t) = 0$

$- \frac{d}{dt} (\ln \rho) = - \frac{\dot{\rho}}{\rho} = 3 S(t)$

$\partial_t v_i + v_k \partial_k v_i = - \partial_i u$

$\partial_t (S(t) x_i) + S(t) x_k \underbrace{\partial_k S(t)}_{\delta_{ik}} x_i = \dot{S}(t) x_i + x_i S(t)^2$

$\dot{S}(t) x_i + \cancel{S(t) x_i}$ $\quad x_i$

$4\pi g \rho + 3 \dot{S}(t) = - 3 \dot{S}(t)$ $\qquad \frac{\partial_i x_i}{3} (\dot{S}(t) + S(t)^2) = - \partial_i \partial_i u$

$- \frac{d^2}{dt^2} \ln(\rho) = 3 \dot{S}(t)$

$$\boxed{4\pi g \rho + 3 S^2(t) = \frac{d^2}{dt^2} \ln(\rho)}$$

nemnegatívak!

csak akkor statikus az Univerzum, ha üres

$\Lambda + \partial_i \partial_i u = 4\pi g \varrho$ Einstein ötlete

nem $\frac{1}{r^2}$-es vonzópotenciál

$F \sim r$ taszító nagy távolságokon!

$F \sim -\frac{1}{r^2}$ vonzó

jöhet létre egyensúly

1920: Hubble-törvény – nem statikus Ui.!

$$\dot{S} + S^2 = -\frac{4\pi}{3} g \varrho$$

$$S(t) \doteq \frac{\dot{R}(t)}{R(t)}$$

$$\frac{\ddot{R}(t)R(t) - \dot{R}(t)^2}{R^2(t)} + \frac{\dot{R}(t)^2}{R(t)^2} = \frac{\ddot{R}(t)}{R(t)} = -\frac{4\pi}{3} g \varrho$$

$$\dot{\varrho} + 3\frac{\dot{R}}{R}\varrho = 0$$

$$\ddot{R} = -\frac{4\pi}{3} R g \varrho =$$

$$= -\frac{4\pi}{3} \frac{R^3 \varrho g}{R^2}$$

$$\frac{\dot{\varrho}}{\varrho} + 3\frac{\dot{R}}{R} = 0$$

$$\ln \varrho + 3 \ln R = C$$

$$\ln(\varrho R^3) = \text{const.}$$

$$\varrho R^3 = \text{const.}$$

$$\frac{4\pi}{3} R^3 \varrho \frac{G}{R^2} \Rightarrow \boxed{\ddot{R} = -\frac{MG}{R^2}} \quad / \cdot \dot{R} + \int$$

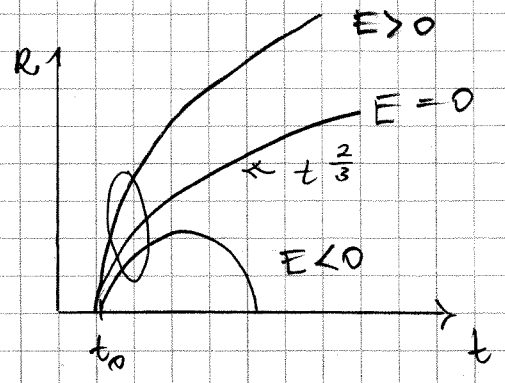
M

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} = \underbrace{\text{const.}}_{\equiv E}$$

az Univerzum tágulásának dinamikája

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} = E$$

Friedman-egyenlet



elválasztja a visszaroskadó és a szétfröccsenő Univ.-t

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} = E \qquad S = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \quad \text{Hubble-del.!}$$

$\underline{E=0}$

$$R = \left(\frac{9}{2}GM\right)^{\frac{1}{3}}(t-t_0)^{\frac{2}{3}}$$

$\underline{E>0}$

$$R = \frac{GM}{2E}(ch\tau - 1)$$

$$t - t_0 = \frac{GM}{(2E)^{\frac{3}{2}}}(sh\tau - \tau)$$

$\underline{E<0}$

$$R = \frac{GM}{2|E|}(1-\cos\tau) \qquad \text{cikloisgörbe}$$

$$t - t_0 = \frac{2M}{(2|E|)^{\frac{3}{2}}}(\tau - \sin\tau)$$

Melyik valósul meg?

Olyan t-ben tartunk, ahol nehéz a három görbét megkülönböztetni.

⇓

Sok / kevés anyag?

grav. nő / szétesik?

$E=0$

$E>0$

$E<0$

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 - G\frac{4\pi}{3}\varrho R^2 = E$$

$$\frac{4\pi G}{3}R^2(\varrho_c - \varrho) = E$$

⇓

$$\frac{3}{8\pi G}\frac{\dot{R}^2}{R^2} = \varrho_c$$

$$\varrho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} = \frac{3}{8\pi G T_H^2} \qquad T_H = \frac{1}{H} : \text{Hubble - idő}$$

$$v = \frac{\dot{k}}{k} d = \frac{2}{3} \frac{t^{-\frac{1}{3}}}{t^{\frac{2}{3}}} d = \frac{2d}{3t} \qquad T_H = \frac{3}{2} t$$

megmondható az össz-energia ismeretében az Univerzum élethossza

ϱ_c : sűrűség

ϱ : mennyi az össz-sűrűség

$$\Downarrow$$

$\varrho_c > \varrho$	$E > 0$	$\Omega < 1$	$k < 0$
$\varrho_c < \varrho$	$E < 0$	$\Omega > 1$	$k > 0$
$\varrho_c = \varrho$	$E = 0$	$\Omega = 1$	$k = 0$

$$\Downarrow$$

sűrűségfüggő az Univ. sorsa

$$\Omega = \frac{\varrho}{\varrho_c}$$ ezt használ. hosszm. - ban

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 - \frac{8\pi G}{3}\varrho = -\frac{k}{d^2}$$

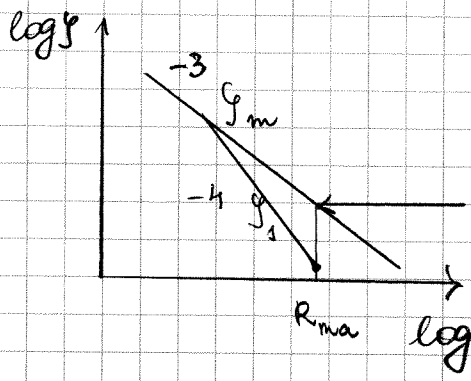
$$\frac{1}{2}\dot{a}^2 - \frac{4\pi\varrho G}{3} a^2 = -\frac{k}{2}$$

a : rel. mérete az Univ - nak, akkor képest, hogy ma mekkora

$a_0 = 1$: a mai pillanat

k : Univ. görbületét leíró param. (dimenziótlan rel.)

$$\varrho_c = \frac{3}{8\pi G T_H^2} \approx 10 \frac{\text{Hatom}}{m^3}$$



$10 \frac{\text{Hatom}}{m^3} \approx 10^{-28} \frac{kg}{m^3}$

fotonok energiasűrűsége : $\varrho_s = 10^{-31} \frac{kg}{m^3}$

$\varrho_{anyag} \sim \frac{1}{R^3}$

$\varrho_{sug.} \sim \frac{1}{R^4}$ $\quad E \sim \frac{1}{\lambda} \sim \frac{1}{R} \frac{1}{R^3} \sim \frac{1}{R^4}$

hullámhossz tágul

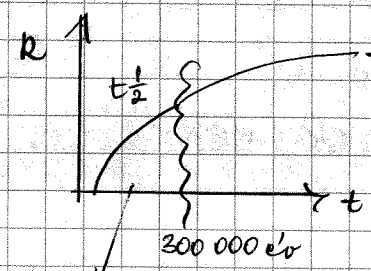
tartalmazó doboz tágul

időben jócskán visszamenve a sugárzás dom.

ma: anyag dominálta eon

$t \approx 300\,000\,y \rightarrow$ egyensúly

ekkor viszont $R \sim t^{\frac{1}{2}}$! ($\varrho \sim \frac{1}{R^4}$ $\frac{1}{R^3}$ helyett)



tágulás dinamikája

változott

sűrűbb, forróbb anyag

$a = \frac{R}{R_{ma}}$ $\qquad a_{ma} = 1$

Összehasonlítás

ha ehhez való

↓

kT	$T_{(K)}$	$a = \frac{R}{R_{ma}}$	t	
1 GeV	10^{13}	$2 \cdot 10^{-13}$	10^{-6} s	10^{-42} s-ig tudunk visszamenni
1 MeV	10^{10}	$2 \cdot 10^{-10}$	1 s	
1 keV	10^{7}	$2{,}7 \cdot 10^{-7}$	22 nap	
1 eV	10^{4}	$2{,}7 \cdot 10^{-4}$		

1 meV 2,7 K 1 $1{,}4 \cdot 10^{10}$ év

mai állapot

Őrobbanás - elmélet

kísérleti bizonyítékok?

3 alappillér:

- $v = H \cdot d$ uniformis tágulás

  nincs kitüntetett középpont!

- időben előrehaladva: fázisátalakulások

  kvark-gluon-plazma

  200 MeV ⇒ kvark → hadron (p^+, n^0)

  1 MeV és 1 keV között ⇒

  primordiális nukleoszintézis

  hadron → atommagok, ~~pl.~~ He

  Be, Li nem tud épülni 75 % H (=) 25 % He

  tömeg%

  nehezebb elemek < 1 %! (Li)

  könnyű elemek előfordulási gyakorisága

- 1 eV < < 1 meV között ≈ 380 000 évnél

  rekombináció

  elektronbefogás ⇒ neutrális atomok

  3000 K - n

  ⇓

  lecsatolódás (decoupling): a sug. az anyagról

  a fotonok táltódt r.-n szóródnak

  semleges atomokon áthaladnak!

  ⇓

  olyan formában tágulnak tovább a fotonok, amilyen itt volt a sűrűségingadozás: $\frac{\Delta\varphi}{\varphi_0} \approx 10^{-5}$

1000 x - esére tágult azóta az Univ.

$\Downarrow$

$\frac{\Delta\varphi}{\varphi} \approx T \sim \frac{1}{R}$ → 3K-es a fotonháttér

majdnem homogén eloszlású

Penzias - Wilson: CMBR 1965

Cosmic Microwave Background Radiation

kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás

valóban tesztelése - precíz kell

akármerre nézünk, van háttérzaj!

Problémák

1.) Finomhangolás-probléma

tfh. $t = 1s$, $R = 1,01 \Rightarrow t_{ma} = 20$ perc

$t = 1s$, $R = 0,99 \Rightarrow$ nem élt volna tovább

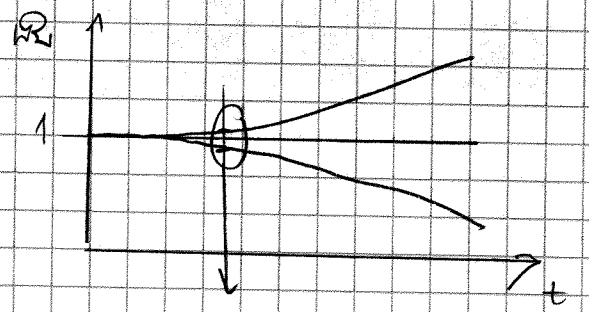
kb. 1 másodpercre!

$\Downarrow$

Semmilyen struktúra nem keletk. volna

$R \approx 1$ között hogy legyen, közel hozzá.

$1 - R \sim t^{\frac{2}{3}}$



ma:

nem tudjuk eldönteni

$\frac{1}{2} < R < 2$ ezt tudjuk

10^{-6} s-os korra visszavezetve

ezt az $\forall t \Rightarrow$ a kezdetekben

pontosan 1 volt!

Miért volt ennyire finoman 1-hez hangolva Ω_R?

2.) Horizont-probléma

$21 \cdot 10^9$ fy-sugarú gömb a horizontom

a kozm. hs. fotonjai 10^{-4} - 10^{-5} K-ig minden irányban ugyanakkora

$42 \cdot 10^9$ fy-re vannak!

nem lehetnek egymással kauz. kapcs.

mégis miért egyforma a hőm.-ük?

3.) Struktúra eredete

1990 COBE: kis távolságokon is $\frac{\Delta\varphi}{\varphi} \approx 10^{-15}$

$\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5}$ fluktuáció megvan

kis távolságokon miért nem tudott egyformára termalizálódni az anyag/sug.?

homogénebb poreloszlást vártunk volna

$-\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5} \Rightarrow \Delta\varrho/\varrho \approx 10^{-15}$ stabilitás c.

- finomhangolás - probléma : $\Omega \approx 1$
- horizontprobléma

az Ősrobbanás-elmélet nem magyarázza

javítás : Laplace - Poisson-e. megoldt.

Ⓐ $\Delta U + \lambda = 4\pi G\varrho \quad \leftarrow \quad M \cdot \delta(\underline{x})$

Ⓑ $\Delta U - \lambda^2 U = 4\pi G\varrho$ $\quad$ 0-ba berakok egy tömegpontot

$F \sim -\frac{1}{r^2}$ vonzóerő

$\underline{x} \neq 0$ helyen bárhol

$$\Delta U + \lambda = 0$$

$$\Delta U = -\lambda$$

$$\frac{1}{r}\partial_r^2(rU) = \lambda$$

$$-\lambda r = (rU)''$$

$$A - \frac{1}{2}\lambda r^2 = (rU)'$$

$$-\frac{1}{6}r^3\lambda + Ar + B = rU$$

$$U = A + \frac{B}{r} - \frac{1}{6}r^2\lambda \qquad (B = -Mg)$$

$$U = A - \frac{Mg}{r} - \frac{\lambda}{6}r^2$$

$$F = -\frac{Mg}{r^2} + \frac{\lambda}{3}r = -U'$$

↑ grav. vonzóerő

↑ ezzel statikussá lehet tenni az Univerzumot

Nem statikus az Univerzum ⇒ nem kellett volna korrigálni a L.-P.-e.-t.

Friedman-e.

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} = E \quad + \text{ha megengedjük a } \Lambda\text{-tagot}$$

$$3.\left(\frac{\ddot{R}R - \dot{R}^2}{R^2} + \frac{\dot{R}^2}{R^2}\right) = -\Delta U = -4\pi G\rho + \Lambda$$

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} - \frac{\Lambda}{6}R^2 = E \qquad /\cdot\frac{2}{R^2}$$

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 - \frac{2M}{R^3}G - \frac{\Lambda}{3} = \frac{E}{R^2}\cdot 2 \qquad \left(\frac{4\pi}{3}R^3\rho = M\right)$$

A. Guth - 1981

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 - \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{\Lambda}{3} = -\frac{k_c^2}{R^2}$$

kozmológiai konstans

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho + \frac{\Lambda}{3} + \frac{2E}{R^2}$$

Ugh. a kezdetek kezdetén így indul az Univerzum tágulása

konstans

$$\sim\frac{1}{R^3} \qquad \sim\frac{1}{R^2}$$

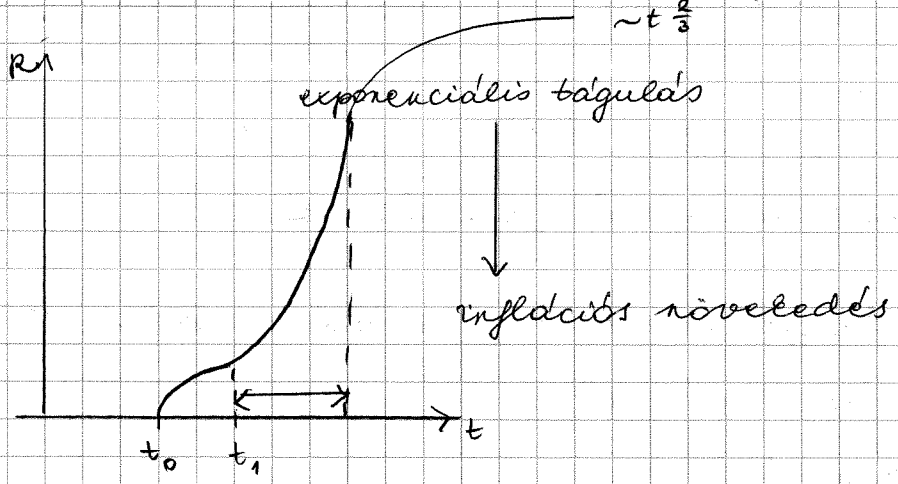
(elején $\frac{1}{R^4}$)

⇒ nemsokára $\frac{\Lambda}{3}$ tag fog dominálni

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{\Lambda}{3}$$

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{\Lambda}{3}}R$$

$$R = R_1 e^{\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}(t-t_1)}$$ exponenciális tágulás



törvénylet ⇒ az inflációs szakaszban eltűnik a $\frac{\lambda}{3}$ tag ⇒ utána ismét hagyományos a viselkedés

$\frac{\lambda}{3}$: vákuum energiája

ez az energia „hiányt" → tömeget ad a részecskéknek

infláció: $t_1 = 10^{-34}$ s eleje
$t_0 = 10^{-31}$ s vége
} (8 nr. Planck-idő R-ben)

a tágulás ebben a szakaszban 10^{30} nr.-ü!

$$R_{vége} = R_1 \cdot e^{\sqrt{\frac{\lambda}{3}}\,\Delta t} \underset{\sim 10^{-31}}{} \approx R_1 \cdot 10^{30}$$

42 m. átmérőjű gömb: horizonton 10^{30}-nal osztva < d_{proton}!

Mindhárom probléma magyarázata

horizont ($r = t$ fénykúp)

infl. ⇒ kiszóródnak a hor.-n kívülre lassú tágulás m. most érnek vissza a horizonton belülre

de régen kauzális kapcsolatban voltak

Sztenkára

pici telj. infl. előtt

kvantumhatások jelentősek

⇓

kvantumfluktuációk nőttek makroszkopikus méretűre

finomhangolás

k_c akármekkora az infl. előtt

$R^2 \to 10^{60}$ nr.!

⇓

az infl. „kisimítja" k_c infl. előtti értékét

tfh. $E = +2$ kin $- 1$ pot $= +1$ egység tömeget adok a részecskéknek

$E = 1002$ kin $- 1001$ pot $\equiv 1$

$\frac{1002}{1001} \approx 1$

sok tömeg ⇒ összenergia elhanyagolható lesz kin. és pot. tagokhoz képest

Precíziós kozmológia

Miket szeretnénk precízen mérni?

$\Omega_{total} = 1$?

$\Omega_r + \Omega_m + \Omega_\Lambda$

$\sim \frac{1}{a^4}$ $\sim \frac{1}{a^3}$ ↳ vákuumenergia?

$\sim a^0$

Mi van, ha $\mathcal{F}$ egy ma kicsi kezdő Λ? ⇒ Új infl.?

$H = 71 \frac{km}{s} \frac{1}{Mpc}$?

Akárhogy mérek, $\sim 0{,}3\,\Omega$-t kapok.

Galaxisok: 90% halo-val együtt!

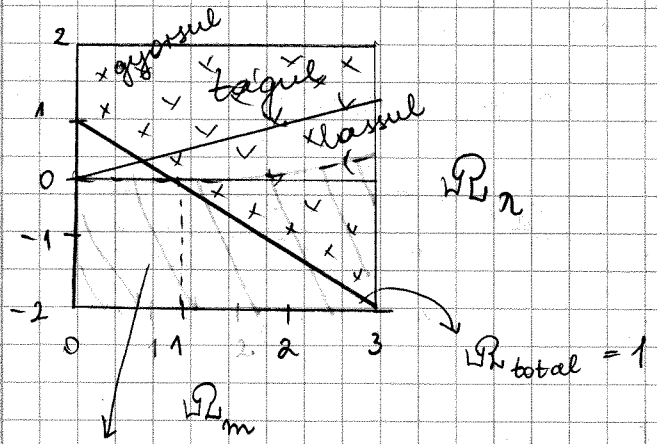
3-4-5% látható anyag

Ω_m

Ω_Λ

Ω_{total} } mérendők

H



záródó univerzum

$\lambda < 0 \Rightarrow$ nagy tágulás esetén nagy visszahúzó erő

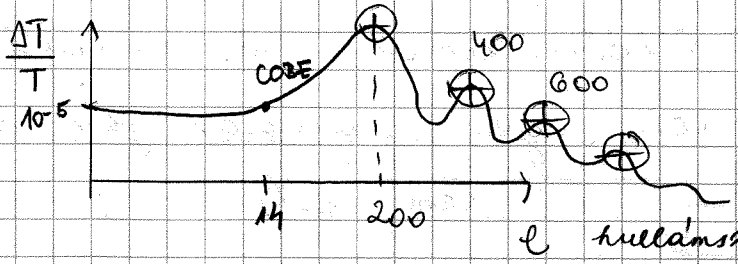
* × : zárt gömbi $\Omega > 1$

□ : nyílt hiperbolikus geometria $\Omega < 1$

3 mérés

kozmikus háttérsugárzás fluktuációinak spektruma

$\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$



hőmérsékleteloszlás ⇒ gömbi harm. szerint

fejtem sorba

(1.) 1965: Penzias - Wilson

$\bar{T}$ kozm. mikrohull. háttérsug.

1980: 10^{-5} flukt. kell a galaxisok, ill. galaxishalmazok keletkezéséhez

Földről nem lehet mérni

⇓

COBE (Cosmic Background Explorer)

megmérték a fluktuációt

7°-os pontpárokat mértek

$l = 14$: COBE

erős l-függése van!

COBE: plabószakaszban mért: nem érdekes.

Csúcsok helye / amplitúdója?

A 6. csúcsot mérjük ma!

2000: WMAP (Microwave Anisotropic Probe)

↳ Wilkinson 0,1° ! felbontás

Miért vannak csúcsok?

300 000 év: leválik a háttérsug.

Ami mérete a mai horizontnak

⇓

// hangszóldoboz

állóhullámok: erős rezgés

nem egész számszor fér rá:

nem erős

állóhullámok ⇒ mai hullámzás

⇓

3 csúcs helye, amplitúdója

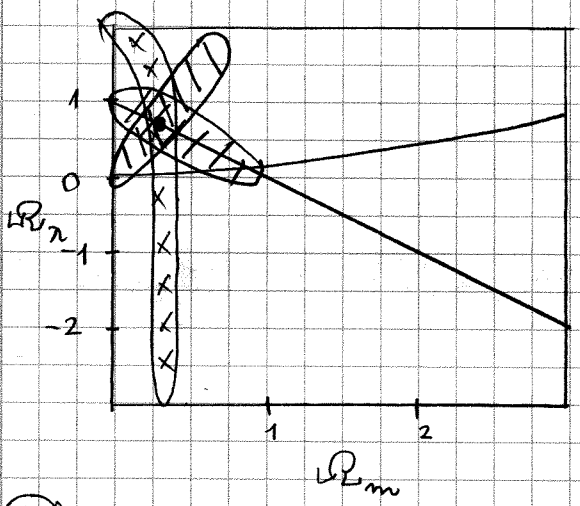
R_m } meghatározható
R_λ

Minden mindennel összefügg!

⇓

Nem lehet egy paramétert függetlenül mérni.

WMAP.



(III) itt vagyunk valahol

(III) supernova 1A mérések

(3.) mérés

(2.)

idei Nobel-díj:

1A típusú supernóva, mint Standard gyertya

$v = H \cdot d$ ← távolság supernóvából mérhető

↑
vöröseltolódásból ~~~ H meghat.

1 évtizedes követés ⇒ supernóva élete

200 db supernóva

távoli galaxisokra $H \approx 50$

valami még távolabb tolta a galaxisokat! a sebességükhöz képest távolabb vannak

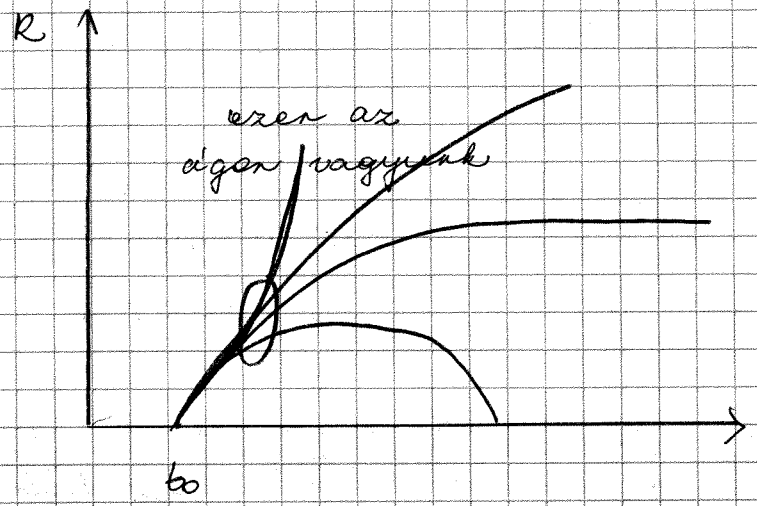
$\Rightarrow$ $\approx 0{,}7\ \Omega_\Lambda$ nagyjából (2 mérésből)

$\approx 0{,}3\ \Omega_m$

⇓

„sötét energia" – vákuumenergia

Univerzum gyorsulva tágul



Ősrobbanás

inflációs

újkori inflációs kezdete!

(3.) nagyskálás szerkezetek feltárása

mekkora volt a gravitációs?

sűrűségingadozásokra