Bevezetés az asztrofizikába:

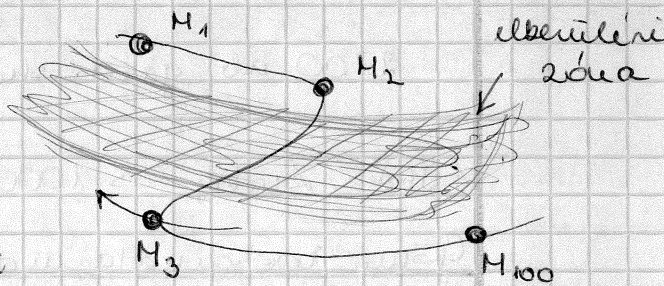
Kedd: 10 – 12

Fui Zsolt: zsolt.fui.net/teaching

- tárgy fejlődése a műszerek (távcsövek) fejlődésével együtt alakult. → folyamatos fejlődés
  → extragalaktikus asztrofizika
  - fény felhős távolságot tett meg: időtlen virrasztó lehunyt!

Kozmológia: univerzum szerkezetének és fejlődésének tudománya

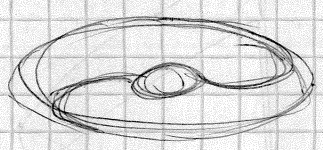
Fejlődés: - állló csillagok
- mozgó égitestek

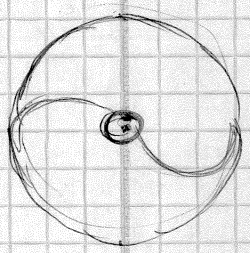


Galilei:
- Szaturnusz gömb, gyűrűi
- Jupiter sárjai
- Vénusz fázisai

Messier: Hagyj nyugtot megfigyelése volt a cél, helyette nebulákat (ködfoltokat) fedezett fel
→ Messier-katalógus

- spirálgalaxisok





Shapley-Curtis nyitvános vita:

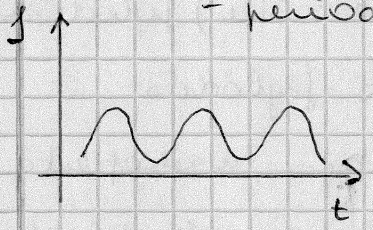
távoli galaxis ≠ vagy közeli gázfelhő?

Kérdések: - távolság
- anyagi összetétel
- ellenőrzési zóna

Válasz: 1923-ban

Edwin Hubble: Andromeda (M31)

- legközelebbi galaktikus társaságba
- izolált csillagokat az Andromeda ködben
- periódusidő: ciklusidőtől



M számolt és mért I közötti nagy a különbség

- merre van → galaxisok

1955 Palomar Observatory, Abell

- Sky survey
- 1000 lemez 14 × 14 col

2700 db galaxishalmaz → Abell-féle katalógus

1968 Zwicky → 10000 kép

Gömbi koordinátarendszer

- extragalaktikus módszer → vöröseltolódás

$$v = H \cdot d$$

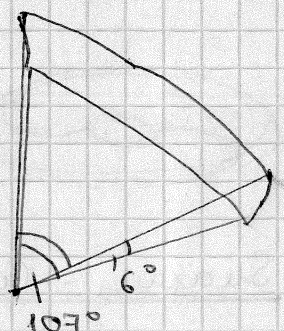
↑ konstans

Doppler-effektus

minimum fágue → vöröseltolódás

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

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

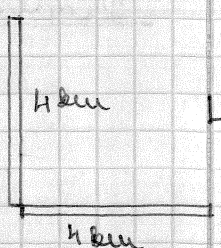


CfA SLICE ~ 1000

- inhomogén a galaxisok eloszlása

Gravitációs hullámok

- Ládódávcsövek $\frac{\Delta l}{l} \sim 10^{-21}$
- Ferde lyukak



LIGO

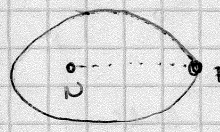
II Előadás

X. 03.

Megfigyelési eszközök, távcsövek

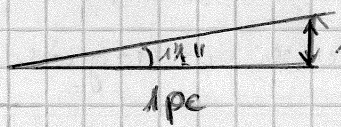
Távolságmérés: Kimutatni távcsővel → naprendszer

1. **általános csillagászati egység:** Nap-Föld távolság
   - Nap-Föld átlagos távolság 1 év alatt
   - 1 A.U. ≈ 150 000 000 km
   - naprendszer mérhető sorral pl. van illetve



- Legközelebbi csillag távolsága több százezer A.U. távolságra van.

Ezért készített új mértékegység: **1 parsec**



1 pc = 206 265 AU

Parsec:

Fényév: 1 pc ≈ 3,26 ly

legközelebbi csillag 4 fényévre van, 1,3 pc

Galaxisok mérhetők becslésre: kpc, Mpc

1-2 kpc a mag

12-16 kpc a spirálkarok

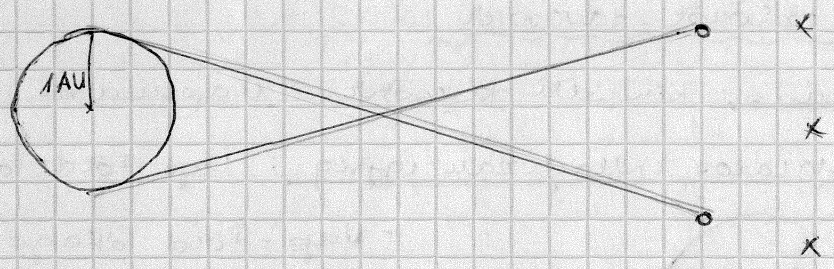


- M31 (Andromeda) 600-700 kpc-re van
- Virgo: Mpc

Hogyan mérjük közeli csillagok távolságát?

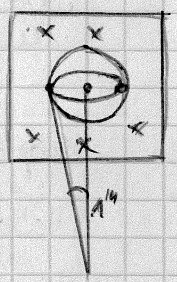
- távolságukra abszolút távolságok és ennek segítségével kapja meg
- ebből távolságokat határoznak

Parallaxis:



Föld keringése miatt a csillag elmozdulni látszik.

Égitestek irányához képesti helyzetéből függ a mozgása



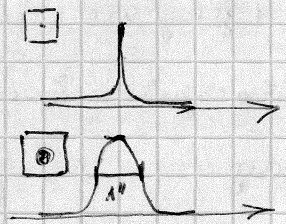
ha $p = 1''$ → $d = 1\,pc$

$$d = \frac{1}{p}$$

- minél távolabb van annál kisebb a parallaxis

$p \approx 0{,}7''$ legközelebbi csillagnál

Felbontás: távoli csillag képe szétkenődik, alakja a fény a légkörön áthalad → pára → Gauss-görbe

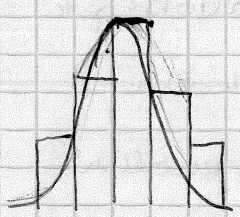


- elmosódás nem az optikától függ.

- „seeing"

- Európai: Hawaii
  - Mauna Kea
- Déli-félteke: Chile, Andok lábánál.
  - Hatalma - nagy





- szupixel nagysága $0{,}2''$ pontosság

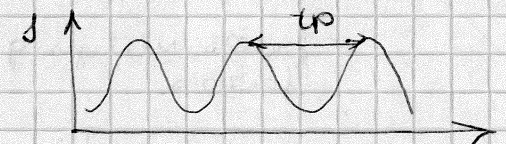
50 pc távolságig

Hipparcos ürszonda

- égről való határozta meg a közeli csillagok paralaxisát

~500 pc 3 nagyságrenddel messzebb

Fényességváltozás:



tp ~ I_{max}

-> standard gyertya módszer

pl: Cefeida

- magnitúdó

látszólagos magnitúdó : m

- görögök osztályokba sorolták a látható csillagokat 1->6

$$m_1 - m_2 = -2{,}5 \log_{10}\left(\frac{I_1}{I_2}\right)$$

(- a logaritmus szorzat miatt; lg a szem miatt; 2,5 pedig görögök mérése miatt)

$I \approx \frac{1}{d^2}$

$m_{Nap} = -27$

Hubble már m = 30 is ment.

abszolút magnitúdó M $M = m(d = 10\,pc)$

$$m - M = -2{,}5 \lg\left(\frac{I(d)}{I(10\,pc)}\right) = -5 \lg\left(\frac{10}{d}\right) = 5 \lg \frac{d}{10} =$$

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

átalakítva a képletet:

$$d = 10^{\frac{1}{5}(m-M)+1}$$ távolságmodulus egyenlet

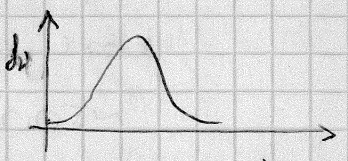
$M_\odot \approx 5$ fajlagos összehasonlítás

$M_\odot \approx 4{,}7 - 4{,}8$

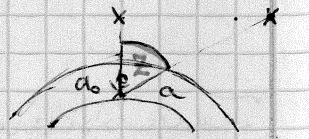
Szűrők

Definíció: Vega érzés színe 0 a skálában

$$f = \int_0^\infty f_\nu \, T_\nu \, R_\nu \, Q_\nu \, d\nu$$

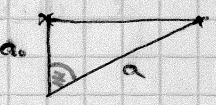


T_ν: transzmisszió (lurgő)



- fontos mennyiség, mivel a lurgőt párásítama fontos

$$T_\nu \sim e^{-d}$$

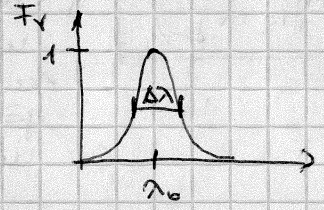


$a_0 = 1$

$$a = \frac{1}{\cos Z} = \sec Z$$

↑ airmass

F_ν: filter : szűrő



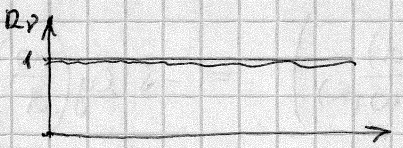
- szélessáv $\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \approx 0{,}2$

- keskenysávú szűrő: tőzeg csillagok esetén

R_ν: reflexió

- kitűnő távcsőben 2 v. több tükör

- visszaverés esetén nem 100%-os



több tükör esetén, ha alumínium, akkor ~20%

Q_ν: kvantum hatásfok

- félvezető eszköz, fotonok hatására

Szűrőrendszerek

Johnson-Morgan 1953 UVB rendszer 365 nm
445 nm
556 nm

csillagok megfigyelésére

rövidebb hullámhosszú R 688
I 806 UVBRI

- fotoközeg érzékenysége
- milyen fényt, milyen hatásfokkal

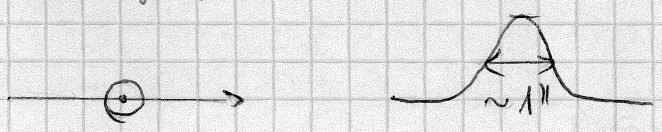
új feladatokhoz új szűrők

galaxisokhoz „gyári" Thuan-Gunn

X. 10

III. Előadás

Seeing - felbontás



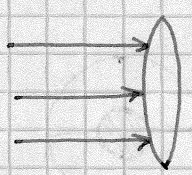
- hullámban szóródnak a fotonok
- 1" - a légkör limitálja

Nagyobb fénygyűjtő képesség: minél halványabb objektumokat megfigyelni → nagyobb távcső kell

$$I \sim \frac{1}{d^2}$$

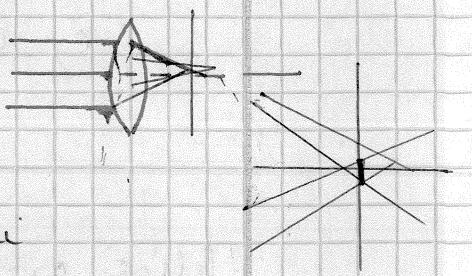
Távcsövek:

I. Lencsés távcsövek

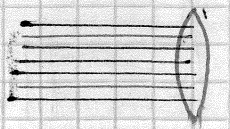


- max átmérő
- problémák:

1, színi hiba

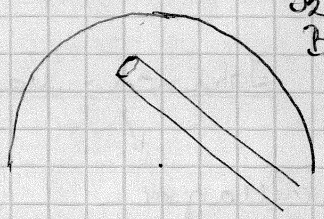


2) szférikus



- lencsét jártam
- aplanatikus
- apokromatikus

I. ~1900 Alvan Clark "YERKES" 103 cm



Szent Péter Bazilika kupolája

Problémák: - reszelés, csiszolás

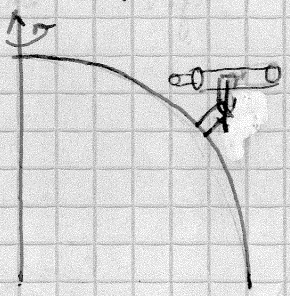
- kézzel irányítani, és mozgatni túl nehéz

Kupola: nem lehet hasonlóra, hogy rövid legyen a fókusztávolság

↓

hosszú lehet

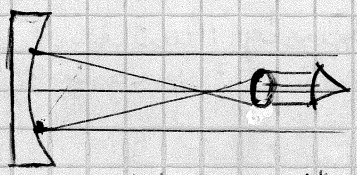
Felfüggesztés: 1. elvi lehetőség felfüggesztés



egyik csiszolókorong
|| a Föld tengelyével
Tracking -> régen mechanikus óraszerkezet
↓
csiszolás szimulálása

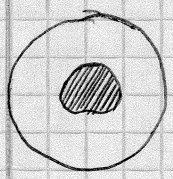
II. Fókuszú távcsövek

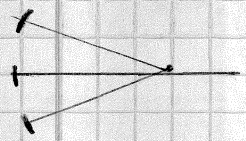
a)



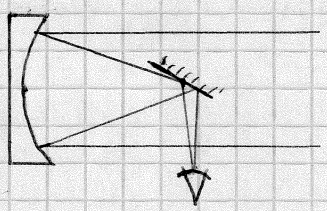
prime fókusz

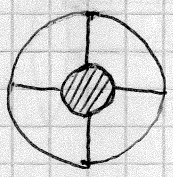
- felületi hibák csökkentik
- interferencia





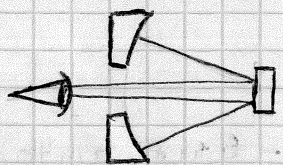
b) Newtoni





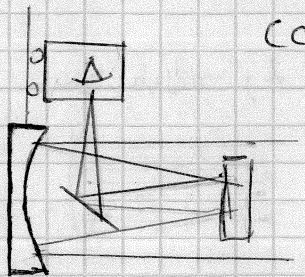
pók

c) Cassegri



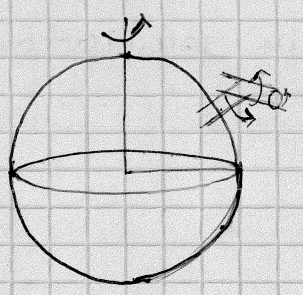
- felére csökkenti a fókuszt
- mozgatás

d Coudé



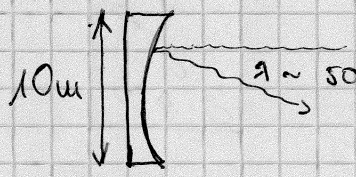
CCD

Alt - Az



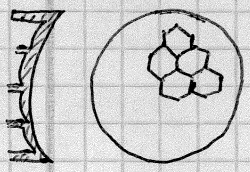
- azimut szög, magassági szög, forgatás
↓
számítógépek

1900-as évek óta tükrös távcsövek



pontosságának ezen belül.

Piros: - hőtágulási tényező: 0
- alakítás -> kitörnyítik
-> könnyű
↓
szerkezet
↓
műhely

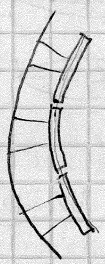


a, „Honyeomb"

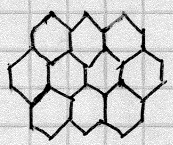
b, szegmens

Keck I, II ~ 10m

- számítógépes vezérlés



1m átmérői szegmens 36 db



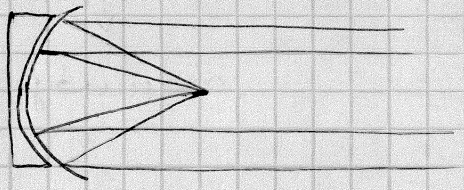
Chile - Europa VLT 8m Ø 4db



Hajlítgatható, ne feltűnő

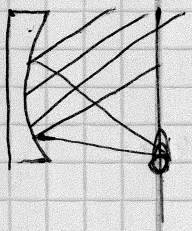
Problémák:

1, nem gömbtükör, hanem parabola tükör

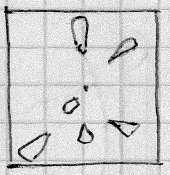


2, Kóma:

- nem jelenik 11 optikai tengelyen.

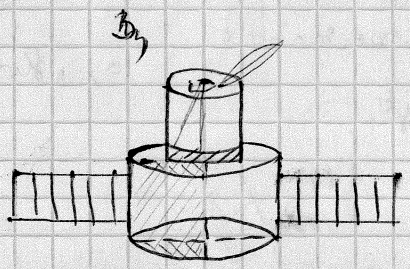


- távoli obj. képe megnyúlik



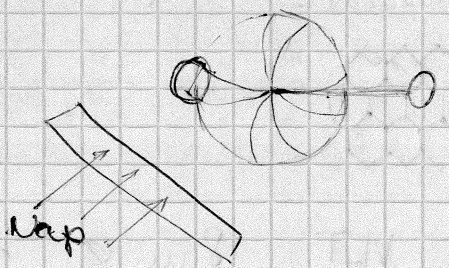
3, Űrtávcsövek: Lyman Spitzer,
HUBBLE HST

2,5 m körüli távcső



- űrből nincs zavarja a műtárgy

4, WEBB, WST 10 m: segítségével

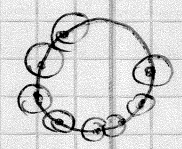


Űrtávcső:

infravörös tartomány kikutatására

Diffrakciókorlátozó felbontás

$\sim \frac{\lambda}{d}$

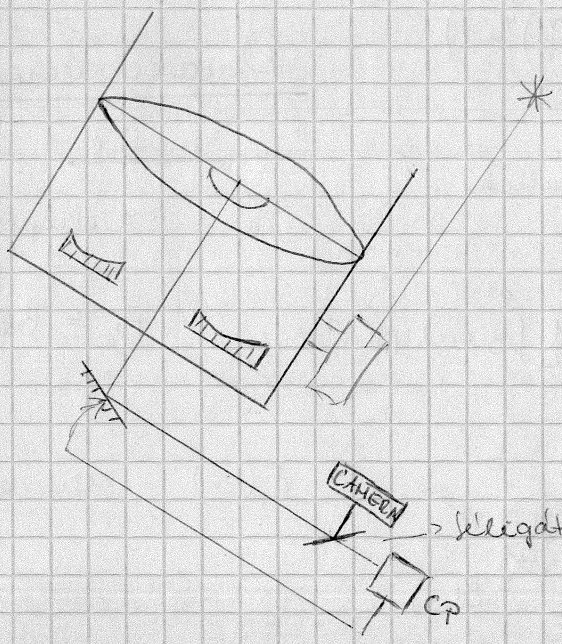


- infra- az EM sug. nagy részét elnyeli

- csillagászatnak fontos.

V. Előadás

X. 14



Adaptív optika

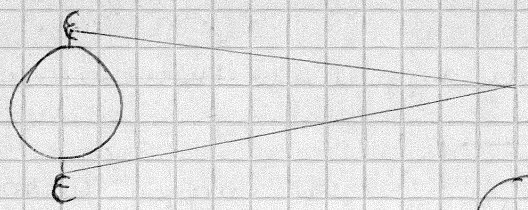
a változtatható tükörnek változtatnia kell úgy, hogy a parányi műszerségből érkező pontszerű legyen

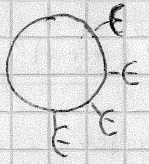
- a hullám átmérője limitálja a felbontást

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

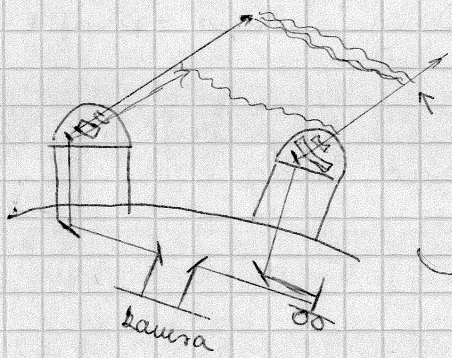
- interferométeres megoldás

Ezt már használták a rádiótávcsöveknél

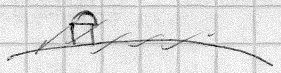




- rádiótávcső
- reflektorok
- KEK távcső



Hullámfront



→ a d és által nagyon nagy lesz.

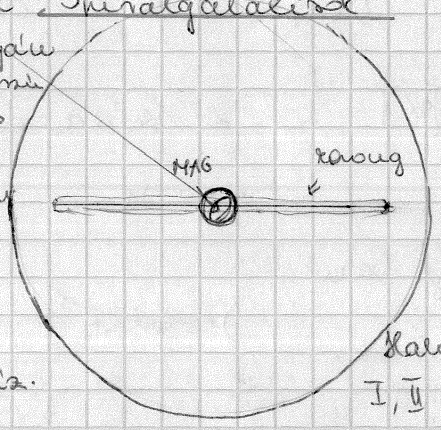
Galaxisok

- Hubble → csoportok

→ csillagok hozzá tartoznak

Kis csillagok ellipszispályán mozognak, hasonlóan, mint a Naprendszer → Képlet → összbarion tömege $\sim 10^6 M_\odot$

Spirálgalaxisok



Halo

I, II

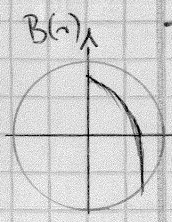
- azért nincsen gáz.

Mag: gömbszerű: közepében szupernehéz fekete lyuk

Korong: 1-2 kpc

- öreg, kicsi, vörös csillagok → nagyrészt már felrobbantak
- nincs gáz: csillagkeletkezésnél elhasználódott
- tömeg határozza meg a csillagokat

Sűrűségeloszlás a magban : gömbszerű

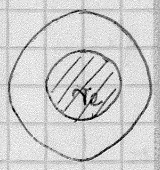


$$B(r) = B_e \cdot e^{-7{,}67\left(\left(\frac{r}{r_e}\right)^{\frac{1}{4}}-1\right)}$$

- r függvényében gyorsan csökken

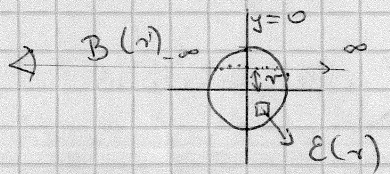
Devaucouleurs - profil

-> empirikus



re definíciója

$$\int_0^{r_e} B(r)\, 4\pi r^2\, dr = \frac{1}{2}\int_0^{\infty} B(r)\, 4\pi r^2\, dr \qquad B_e = B(r_e)$$



$\mathcal{E}(r)$ emissziós

$$\int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}\left(\sqrt{r^2+y^2}\right) dy$$

y ismert paraméter

Young: ennek az egyenletnek pontos megoldása

Jaffe:

$$\mathcal{E}_r \sim \frac{1}{r^2(a+r)^2}$$

- első magyar kapcsolódó eredményt ad, mint a Devaucouleurs - profil

a : mintaparaméter

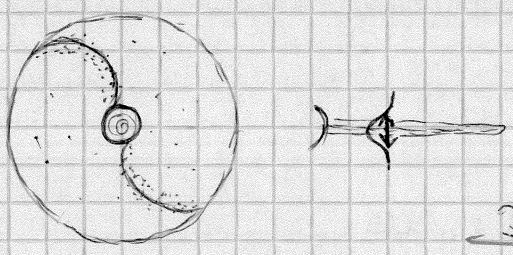
- sűrűségeloszlás: paraboláris indul, de gyorsan lejjebb

Korong:

- korong sugara: 12 - 15 kpc

vastagság 2 - 300 pc

- felületisűrűség



Felületi sűrűség:

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 e^{-\alpha r}$$

exponenciális korong

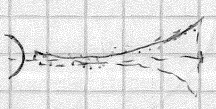
korong éles széle:

$4 - 4{,}5\ (\alpha r)$

$[\alpha] = \frac{1}{r}$ α: skálahossz $\frac{1}{4}\frac{1}{kpc}$

$\alpha = 3 - 4$

fényesség exponenciálisan csökken és nincsen vége van



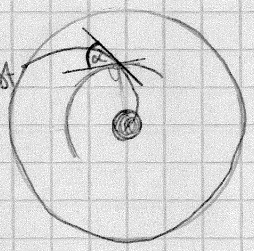
- korong magvastagsága: nagyon kalapács, nincs vége

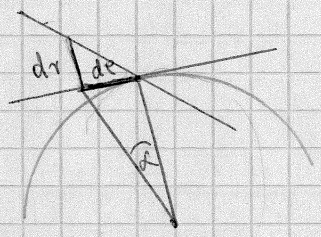
Összetétel: minden csillag, gáz, por

- nagy sűrűségű csillagok újrakeveredése.

Logaritmikus spirálkarok.

α : const





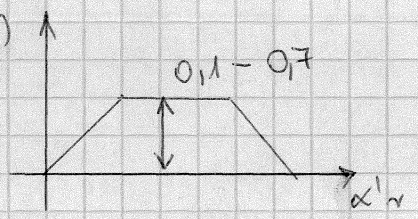
$$\frac{\ln r}{\operatorname{tg}\alpha} = \varphi - \varphi_0 \quad (\varphi - \varphi_0) + \operatorname{tg}\alpha = \ln r$$

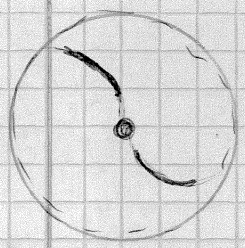
$$(\varphi - \varphi_0)\operatorname{tg}\alpha = \ln(r)$$

$$\Sigma(\varphi r) = \Sigma_0 e^{-\alpha' r} \cdot \left[1 + c(r)\left\{\cos m\left(\varphi - \varphi_0 - \frac{\ln r}{\operatorname{tg}\alpha}\right)\right\}\right]$$

$[0,1]$ m: 2, 4

kontraszt : $c(r)$



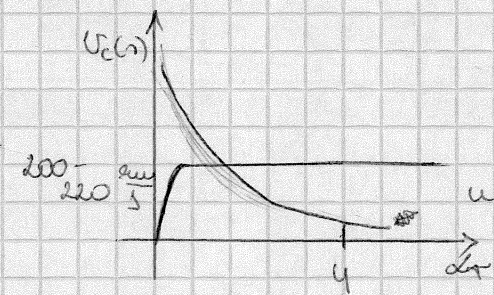


Halo:

- $r \sim 30$ kpc
- I látható halo: mag „kitergesztése"
  - néhány kósalb csillag, gömbszimm.
  - nincsen csillagkeletkezés, nagyon öreg, piros, vörös csillagok vannak.
- II nem látható: sötét halo.

$\rho(r) \sim \frac{1}{r^2}$ tömeg: 90%

Keringési görbe:



várandó: $\frac{1}{\sqrt{r}}$

„WIMP":

- semmiről, és amiről még nem tudunk

„MACHO" Massive ashopherical compact halo object

- „barna törpék a galaktikus gáznak a halóban"

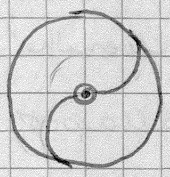
OGLE optical gravitational lensing experiment

Equzeni elliphibus galaxiok

Galaxis:

- morfológiailag két fő típus van (Hubble)

spirál



ellipticus:



- mint a spirálgalaxisok magja
- fejlődési végállapot nem feltétlen gömbszimm., mint elnyúlt.

Hubble-féle kampilla diagramm (morfológiai)

$E_0 \ldots E_7 S_0 \begin{cases} S_a - S_b - S_c \\ S_{Ba} - S_{Bb} - S_{Bc} \end{cases}$

B: bar ⇒ fűző

95% befér ide

5% irreguláris / peculiáris (ütköző, torzult)

vége az arány 50% - 50%

($\sum z = 1$)

$E_0 \ldots E_7$: mennyire elnyúlt:

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

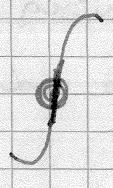
E_0: körszerű, E_7 legelnyúltabb

S_0: lencsés alakú (korongkezdemény)

S_a	S_b	S_c
nagy mag	⟶	kis mag $\frac{B}{D}$
kis korong	⟶	nagy korong
pici nyílásszög		nagy nyílásszög
0,1	⟶	97

- $\frac{\text{mag}}{\text{korong}}$ fényesség viszonya
- spirálkarok nyílásszög (mennyire vannak felcsavarva)
- tömeget (mennyire csúcsos a spirálszerkezet)

Külső spirálgalaxis: nem a kp.-i magból indulnak a spirálkarok, hanem egy kis egyenes szálból



Hierarchikus galaxisfejlődés

felső: központi galaxis egy fekete lyuk

⇒ bemutja a gáz felmelegedését.

a gáz tömegének 10% - át is elveszíti

(bele a fekete lyukba): kvazár állapot -> QSO

felvillanások: 10^7 - 10^3 évig aktív

• 1963. Maarten Schmidt

⇒ gáz központba áll, galaxis 1 kisebb aktív galaxismag (AGN)

• Seifert - galaxis

-> vizsgálni a magot (a kvazárt)

• spirálgalaxis

• A galaxis magjában van 1 SMBH

• halmaz 2M naptömegű FLY

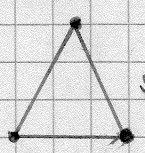
⇒ spirálgalaxisok összeütközése -> Elliptikus galaxisok alakulnak ki, összeolvad a 2 FLY

-> grav. hullám

-> gáz jut a magba

⇒ újra aktív minden 10M évig

1000 db kvazárperiódusonként is vizsgálunk egy galaxist.

Földi detektor: LIGO  5 km hosszú

Űrbe kivinni: LISA

Mérési módszer alapján: 9. csoportban több mint 5 galaxis mint a mesében

• ma már vannak S_d

S_{Bd} + újabb ágak $S \geq 0$ (gyűrű) típus

- ismeretlen marad

• spirálkar: grav. hullámok

Liu - Stern hipotézis

Galaxishalmazok

1955: POSS Palomar Observatory Sky Survey

1958: Abell ha van 1,5 Mpc-en több mint 30 galaxis, akkor az egy halmaz

$\pm 30°$-ot kivágott ég ki (eltakarási zóna)

→ a mi galaxisunk para miatt

2700 galaxis halmaz: ennek nagy része 1000 galaxist tartalmaz, több mint a fele 500-at

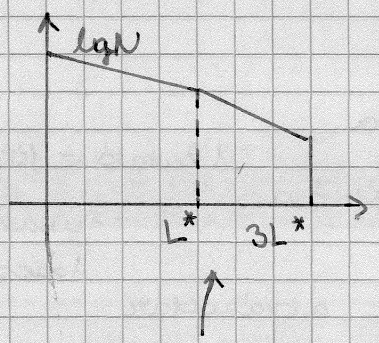
galaxisok távolsága: Hubble törvény:

$$v = H_0 \cdot 2 \frac{km}{s} \frac{1}{Mpc}$$ (kerek érték)

$$v = H_0 d$$

fényességükből számolta meg a távolságot

→ galaxisok sorozatainak van luminozitás függése



galaxishalmaz középpontjában nagy L érték

CD: nagyon fényes

pl.: Virgo M87-es

kiválás itt nyílt galaxis

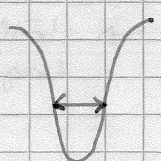
3 legfényesebb galaxisok 1-1 csoportban ugyanolyan fényesek → standard gyertya

(abszolút fényességük)

1967. Zwicky újraméri: az egész égboltot takarásokra 9700 galaxishalmazt jegyzett fel

galaxisok tömörülnek → kellene 1 kritikus galaxis klaszter (halmaz) tömege

$$M_{cl} \sim 10^{14,5} M_\odot$$



poloidálgáz

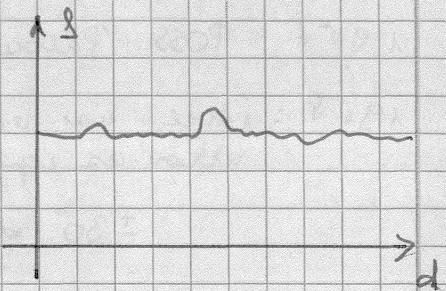
1,5 Mpc

1 000 000 km/s nagy.

X. 24. VI. előadás

$t \approx 0$ év az univerzum életében

$\frac{\Delta\rho}{\rho} \approx 10^{-9}$ ~ homogén



ma: 10^5 a különbség a
részecske és a nehéz részek
a mikrohullámháttérben

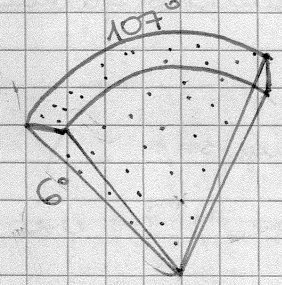
mi az a legnagyobb kiterjedés, amiről még információt
kaphatunk az anyagban?
milyen az anyageloszlás nagyobb kiterjedésben?

$v = H \cdot d$ $\quad H = 71 \frac{km}{s} \frac{1}{Mpc}$

Spektrumból: $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c}$ $\quad \boxed{d = \frac{c}{H} \frac{\Delta\lambda}{\lambda}}$

1980. CfA SLICE (M. Geller és társai)

-> Center for Astrophysics



1 galaxis - 1 óra

1 futású - 1 h

1000 galaxis - 1000 óra

-> már 1 hét
távcsőhasználat

- eredményt 20-as ábrázolták

zöld: 200 Mpc kataloguson intenzitásos

128 Mpc nagy fal
50 Mpc - os kataloguson üregek (voidok)

Geller: 5 · 10, 15, 10^3 távolodási sebességgel írták
fel a távolodásokat, mert arra H értéke nem
hatott pontosan (km/s)

- de ez nem igazi 3D kép

- nem kaphunk még távolra, hogy H változik
kálláskor

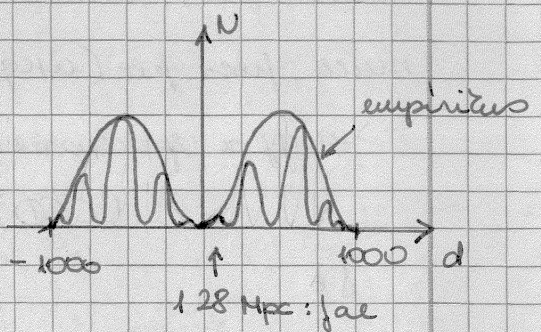
-> több távcsöhasználat kell,
hogy 1000 Mpc - ig görbület mérhető

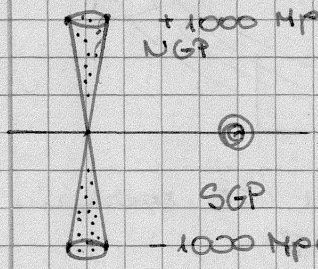
1990. BEKS „PENCIL BEAM" SURVEY

BEKS a mérést kezdő első

- kitűnően elég idő, akkor

kiértékelik a mérést 1D-ra





galaktikus
pólusok irányából nézni

pencil beam : $1^{\circ}2$ és külső

Eloszlást mérni csak
-> magunktól - kimérést mérés

-> felmérhető galaxisok száma a
távolsággal csökken

← 128 Mpc - es keresztmetszettel jellemzik a falat

elég gyakori, kb. van szimmetrikus alak

FONTOS EREDMÉNY: nemlinearitás felfedezése

2dF SDSS (Sloan Digital Sky Survey)

1990: mérési kivitelezés, megállapodás
2000-2005: mérések
2010 adatok kiértékelése

Célja: galaxisok eloszlását 3D-ben térképezni

$5 \cdot 10^5$, 10^8 fény, 10^6 spektrum felvétel

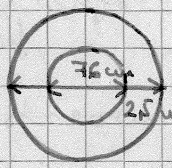
2,5 -m tükrös távcső

70 cm átmérőjű

- körülbelül CCD (kamera)
kamera



5×5 chipet (6.5 db)





- 5 rétű mérésű, scanning üzemmód

úgy mozgatom a potenciálgödörmeződet,
hogy a galaxis képe végigmozogjon a chipen

-> el tűnjön

-> folyamatos kiolvasás.

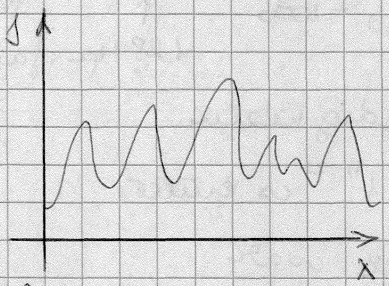
minden 100. galaxisról spektrum és. (+100000 európai sp)

Kamera → alumínium lemez, galaxis helyén lyukak (660db)

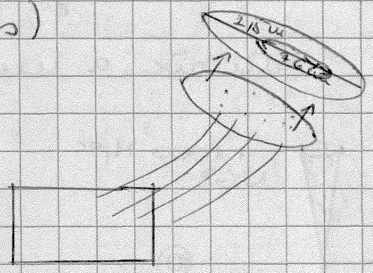
minden fiber fel (üvegszálak a lyukakban

→ megy a spektroszkópia (op. rács)

(CCD)



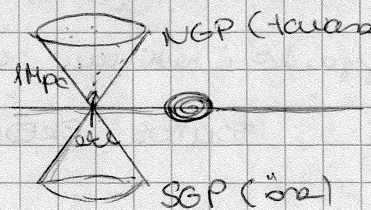
galaxisok spektruma



1 óra alatt 660 spektrum készült el

APO (Apachi point observatory)

- Exakt fókusz
- π str látkör távcsővel
- hasonló a paraméterek, de ez digitális



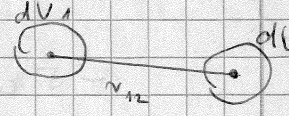
délen kicsi rövid adat → nincs érdekes

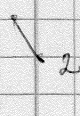
Korrelációs:

- még limitált méret
- nincs éles határ 1000 Mpc-nél
- átlagos $z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0{,}1 \sim 0{,}2$ (vörös eltolódás)
- távolságon belül közel van szerkezet
- sejtés: szerkezet mérete ~ 300 Mpc-nél van, felette homogén anyageloszlás

eloszlás: térpont-korrelációs fv-nyel (ξ)

- 20 Mpc kábel 9. részét van 20, 21 ... Mpc távolság → ui a legtávolabbiak



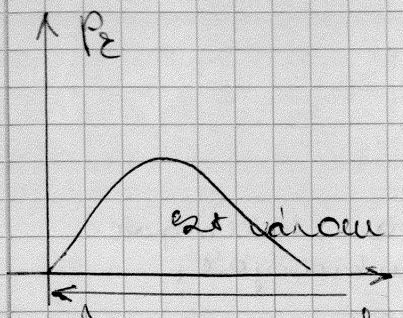


$$\boxed{dP = \underbrace{\bar{N}^2}_{\text{galaxisok átl. számsűrűsége}} \{1 + \xi(r_{12})\}\, dV_1\, dV_2}$$

$P(z)$ az anyageloszlás teljesítményspektruma

$P(z) \longleftrightarrow \xi(r_{12})$

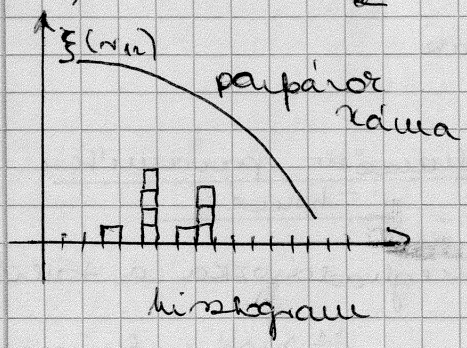
Fourier transzformáció

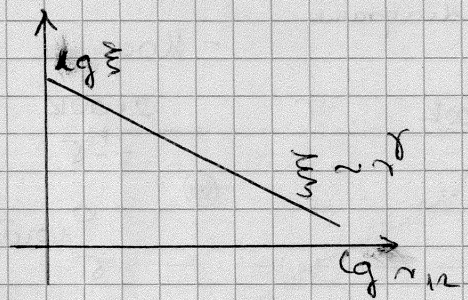


kis ξ } 300 Mpc : kicsi σ
nagy λ }

nagy ξ } kis távolság
kis λ } galaxisok közelítő

} hideg





Mennyi a γ? -> Sloan : $\gamma = -1,8$

kis távolságok pedzéskor : $\gamma_{spiral} = -1,6$

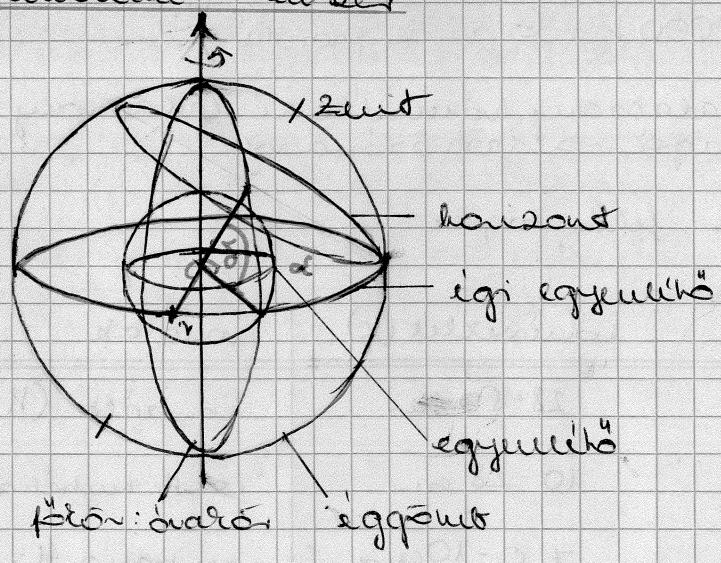
$\gamma_{ellip} = -2$

↓

még inkább összetolódnak

Koordinátarendszerek

Ekvatoriális rendszer



$[0^h, 24^h]$

$\delta \in [90°, -90°]$

$\alpha \in [0°, 360°]$

r távolságot

ellipsis Λ egyenlet

Ω térszög $D \to \infty$ ekkor

Nem volt elég a mátrixot is venni

XI. 07.

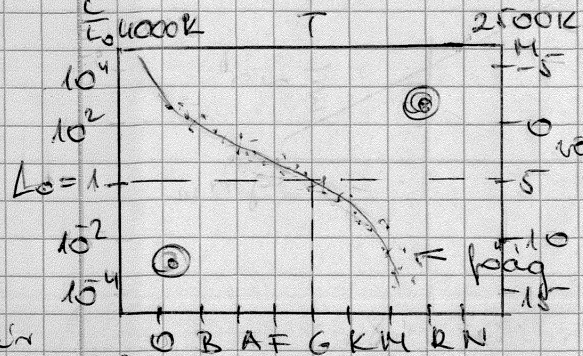
VII. Előadás

Csillagok:

Hertzsprung - Russel: megmérni a csillagok abszolút magnitudóját, hőmérsékletét

H-R diagramm

- Hogyan párosulnak.



- Legfontosabb paraméter: - tömeg

meghatározza a többit

- nagy, luminozitás

Eredetileg színképeket mérték -> színképosztályokat kaptak

Ezek. anyagok emissziós vonalait találták

A, B, C, ...

hőmérséklet szerint összevonták



Nap színtipe ~ 6000 K G színképosztályú.

Nagy luminozitású, alacsony hőmérsékletű, alacsony fluxusú vörös csillagok -> vörösóriások

Általános irányban: fehér törpék

osztály	szín	hőmérséklet (K)	vonalak
O	kék - UV	28 - 50 ezer	ionizált (H, He)
B	kék - fehér	10 - 28 ezer	ion. H, semleges He
A	fehér	7,5 - 10 ezer	semleges H, net. He
F	sárga - fehér	6 - 7,5 ezer	H, ionizált fémek
G	sárga	5 - 6 ezer	ionizált + semleges fém
K	narancs	3,5 - 5 ezer	semleges fémek
M	piros - narancs	2,5 - 3,5 ezer	titán - oxid, kálcium

új csillagokban lehetnek nehéz elemek is,
és a bolygókon is

- csillagászatban a H, He-nál nehezebb elemeket fémeknek nevezzük.

csillagok élettartama: $t \sim \frac{M}{L}$

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

100 $M_\odot$ -> felrobban a fizió után

1000 - 0108 $M_\odot$ -> nincsen akkora gravitáció, nem indul be a fizió

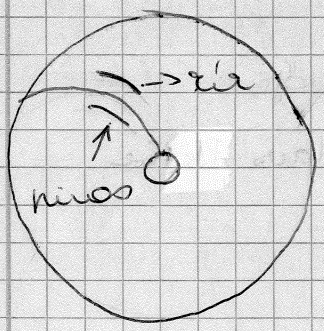
$L \sim M^{3,5}$ -> $\boxed{t = \frac{M}{L} \sim M^{-2,5}}$

nagy tömegű csillagok „pazarolnak", gyorsan égetik anyagaikat

Nap 10^{10} évet hőzik a főágon, nehéz csillagok ~100 millió év, csak felvillannak. Kis vörös törpék milliárd ∞-ideig élnek.

Csillagképződés:

- szupernóvarobbanás gázfelhő nélkül
- spirálkarok kitekerik összenyomják a gázt, spirálkarokra nagyobb a nyírásig.



Zavaron súlygradiens

vezető él: rá, lemaradó: nincs

- galaktikus törzs -> hol nem tornyosul a zavar

-> abból lehet megállapítani, hogy

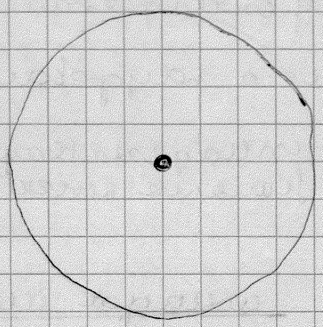
hány új csillag születik

- (nagy) rá -> felhőben -> kis pörgés marad

XI. 21 XI Előadás

Csillagszerkezet

- energiatermelés
- csillagfejlődés végállapot



• kifelé a kifogást adó

• Mi történik a magban?

$0{,}08\ M_\odot \equiv M_{min}$ → minimális tömeg, hogy a fúzió beindulhajon

$15 \cdot 10^6\ K$

Két féle képpen fúzionálhat:

- p-p ciklus
- CNO ciklus

p-p ciklus: $2 \times {}^1H + {}^1H \rightarrow {}^2H + e^+ + \nu_e$ 2 db O

$2 \times {}^1H + {}^2H \rightarrow {}^3He + \gamma$

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

↑ Marik

Nagy p és nagy T kell hozzá.

CNO ciklus

${}^{12}C + {}^1H \rightarrow {}^{13}N - \gamma$ ${}^{12}C$ katalizátor

${}^{13}N \rightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu_e$

${}^{13}N + {}^1H \rightarrow {}^{14}N + \gamma$ felvetője:

${}^{14}N + {}^1H \rightarrow {}^{15}O + \gamma$ Hans Bethe

${}^{15}O \rightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu_e$

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

Minimum → csak gyenge tömegszükséglet van rá

→ Nagyobb minimumot mérnek mint ellet volna

Nap-neutrínó problema

Mennyi neutrínót a nap? $1370 \frac{W}{m^2}$

- Helyes-e az ötlet? Szabadjon meg, hogy neutrínó keletkezik a Napról!

Neutrínó detektor

- klórtartalmú tartály, amelyben neutrínók ütközve ($\frac{1}{2}$) argont alakítanak a Napról való lehulló
- felezési idő 8 perc → radioaktív
  - stabil
- kinetikai többletenergia is kell (0-1 eV)

p-p lánc során keletkező energia:

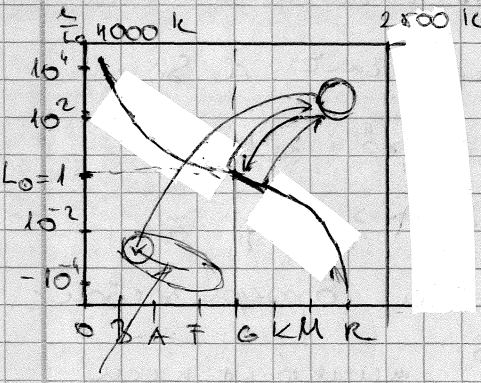
$$\varepsilon = 9 \cdot 10^{-37} \left(m^5 K^{-4} kg^{-1} s^{-3}\right) \rho X^2 T^4$$

CNO ciklus esetén:

$$\varepsilon = 3 \cdot 10^{-37} (\quad\quad) \rho X X_{CN} T^{21}$$

- nagy forró csillagoknál számottevő

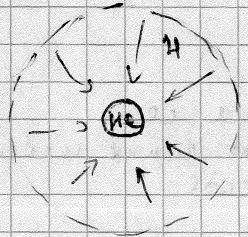
Hol történik ma minden elégett?



H → He (25% He az égés)

Amint a H aránya 30-35%-ra 65-70% közötti → az égés egyre lassabb → egyre kisebb hőmérsékletet

Ciklikus gáz



- gravitáció összenyomja
- a mag adiabatikusan felmelegszik
  - adiabatikus összenyomódás
    ~100 millió K
- fotonimpulzus felfújja a külső részt
  - nagy és hideg felület → kék óriás

100 millió K-en $3He \rightarrow C$

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

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

- kihűlés a csillag külsejét a gravitáció távozó γ fotonok $\rightarrow$ adiabatikusan lehűl
- mag újra energiát kezd : 2 milliárd év.

Ezután sor C ég $\rightarrow$ lehűl $\rightarrow$ grav. összeomlás $\rightarrow$ adiabatikus felmelegedés $\rightarrow$ fotonok ionizálódnak $\rightarrow$ elnyelik a külső rétegeket

- marad egy forró mag $\rightarrow$ fehér törpe

4 $M_\odot$ tömegű csillagok így végzik

fehér törpe magános, hűl, lumineszcencia során

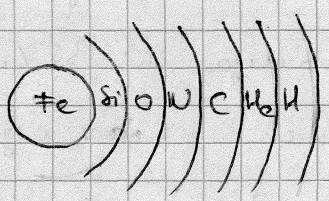
Ha $4 M_\odot < M$ nyomóra roncsolás

$C \rightarrow Ne \rightarrow O \rightarrow Si \rightarrow Fe$

Égés után hőmérő csökken a fő égés a vasig

- nem fúzionál, vas asszociál

Hasonlóan megnézni a Si !



fúzió a külső réteg összeomlik $\rightarrow$ mag ~~is~~ ionizálódik összeomlásban összepréselődik.

vasból plazma ég $\rightarrow$ p^+ e^0 semmivé nem lehet tovább omlani a tömeg még nagy sűrűséggel pattan le

$p^+ \rightarrow n^0$ nagyon sok n^0 indul el.

$\rightarrow$ Földön is nagy fluxust lehet mérni a szupernóva gázrészéből

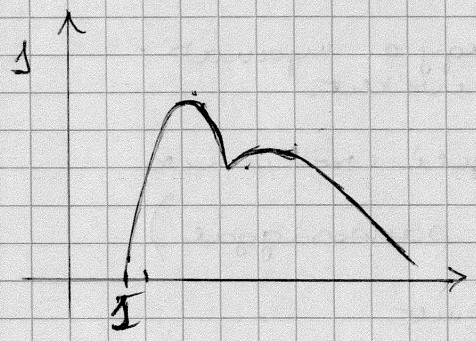
- valóban nagyon gyors a gáz nem tömör fel fotont csak 1 nappal később mint a n^0-t

Végállapot

$60 M_\odot > M$ minden csillag ($3 M_\odot > M_{kezdő}$) → II. típusú supernóva

$60 M_\odot < M$ fekete lyuk

Supernóvákat külön alapján osztályozzuk



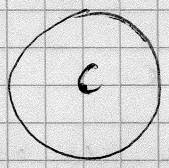
Ia: fényes-tömegű (fehér törpés)
→ fehér törpe

Ib, II: külsőjében nincs H, magas He-tartalom
Ic: — " — , alacsony He
II: van H

nagy tömegűek

Hasonlóak abszolútfényességgörbéjükben hasonló mechanizmusok miatt a fehérek.

CHANDRASEKHAR

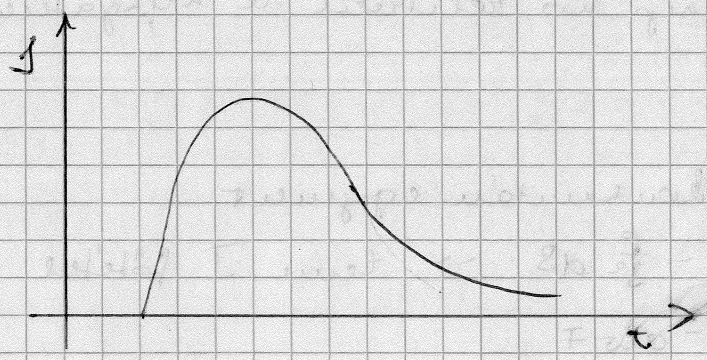


(H-ből)
C-re anyagot ráhullani → nő a gravitáció
- 2 csillag egymás körül kering → vörös óriás a II.
→ vetni a magát

- nem nőtt a végeredménye.

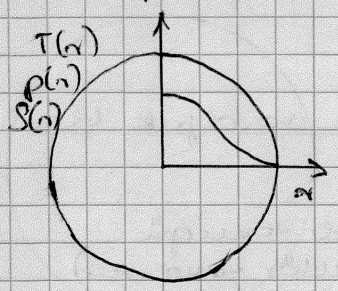
1,4 naptömeg → Ia típus

→ minden kezdő naptömegű csillag
→ nincs reális
→ Maximális égitest



XI. 14. VIII. előadás

Csillagok belsők modellje



termodinamikai fizikával felírjuk az energia, ami kifejezi a fényt.

- kisugárzott nagy a nyomás, nagy a hőmérséklet

-> kifelé csökkennek

Feltevések: 1. gömbszerű (10^{-5} pontossággal)

- 99% gömb
- 1% egymás közé tolt tömeg
  -> nem befolyásolja modellt

2, r, t függvényében: (független változókkal)

- ρ sűrűséget
- T hőmérsékletet
- X_i $i = 1,2,3$ kémiai összetétel
  (0 és 1 közötti tizedes számok összege)

Ezekből kifejezhető:

- nyomás $p(\rho, T, X_i)$
- entrópia sűr. $S(\rho, T, X_i)$
- energia sűr. $u(\rho, T, X_i)$
- hőtermelő képesség:
  (mennyi E marad át)

- emisszivitás (mennyi hő keletkezik a környezetünkben)
  $\varepsilon(\rho, T, X_i)$

Csillagmodell: hővezetési egyenlet

$T\,dS = d\left(\frac{u}{\rho}\right) - \frac{p}{\rho^2}\,d\rho$ -> tömb. I főtétel

(1) $\rho T \frac{dS}{dt} = \rho\varepsilon - \operatorname{div} F$

$F = -\lambda \nabla T$ hőnek fluxusa -> hővezetés

hő forrása: emisszivitás

Navier - Stokes egyenlet gázra

$$0 = \frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{1}{\rho} \nabla p + \nabla V \qquad (2)$$

gravitációs potenciál a ~~tapasz~~ határozza meg:

$$\Delta V = 4\pi G \rho \qquad (3)$$

Gömbszimmetrikus esetben (gömbi koordinátákra)

- vágja mindkét oldalt a változást

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} \Rightarrow$$

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial V}{\partial r}\right) = 4\pi G \rho \qquad \text{Poisson - egyenlet}$$

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

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

r - ről átírjuk tömegskálára -> fontos paraméter

$$\left[M(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho \, dr' \right]$$

} új változókat bevisz

Luminozitás: $L_r = 4\pi r^2 F$

$\kappa \sim \frac{1}{\lambda}$ $\qquad \kappa = \frac{4acT^3}{3\rho}\frac{1}{\lambda}$ a reg. konst.

↑ radiatív hővezetési koefficiens

radiatív opacitás koefficiens.

(mennyit engedi át, vagy fog meg a fotonokból, ha a mag meghozza a hőt)

$$(1)\ \frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{GM(r)}{r^2} + \frac{d^2 r}{dt^2} = 0$$

$$(2)\ \frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho$$

$$(3)\ \frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa \rho L(r)}{16\pi a c T^3 r^2}$$

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

$\frac{\partial}{\partial r} \to 4\pi r^2 \frac{\partial}{\partial M(r)}$ – сейчас

$$\frac{\partial P}{\partial M(r)} = -\frac{GM(r)}{4\pi r^4} - \frac{1}{4\pi r^2}\frac{\partial^2 r}{\partial t^2}$$ → гидростатическое равновесие

$$\frac{\partial r}{\partial M(r)} = \frac{1}{4\pi r^2 \rho}$$

$$\frac{\partial L(r)}{\partial M(r)} = \varepsilon - T\frac{\partial S}{\partial t}$$ → энергия, выделяемая в ядре

$$\frac{\partial T}{\partial M(r)} = -\frac{3\kappa M(r)}{64\pi^2 acT^3 r^4}$$

Переходная область:

$r=0$ центр звезды $M(r)=0$, $L(r)=0$

граница: $M(R)=M$, $\rho(R)=0$

$L(R) = 4\pi R^2 \sigma T_{эф}^4$ – светимость

Масса

$T_{эф} = 2^{\frac{1}{4}} T_{центр}$ Эффективная

$$T_{эф}(R) = \left(\frac{L(R)}{4\pi R^2 \sigma}\right)^{\frac{1}{4}}$$

Граничные условия $\rho(0)$, $T(0)$, R, $L(R)$

Условие: политроп $p = K \cdot \rho^{1+\frac{1}{n}}$ ← политропный индекс

$p^n \sim \rho^{n+1}$

Уравнение: политроп

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

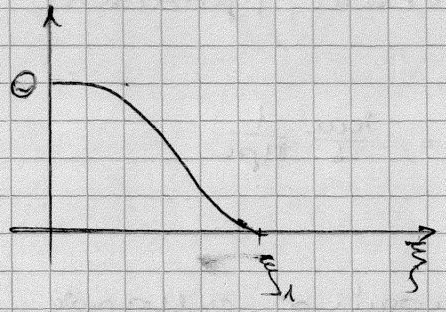
$p = p(0)\Theta^{n+1}$

$\rho = \rho(0)\Theta^n$ → Θ безразмерная, политропная.

$r = \alpha \xi_n$ безразмерная единица длины с нужным масштабом

масштаб

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{d}{d\xi}\left(\xi^2\frac{\partial\Theta}{\partial\xi}\right) = -\Theta^n$$ - csak numerikus megoldása van



$$\xi = \sqrt{\frac{K(n+1)\rho(0)^{\frac{1-n}{n}}}{4\pi G}}$$??

Lane-Emden egyenlet

$\xi(0)$ - ban $\Theta(\xi \neq 0) = 1$ $\left.\frac{d\Theta}{d\xi}\right|_{\xi(0)} = 0$

$\alpha \cdot \xi_1 = R$ -> R ism.

3 analitikus megoldás $n = 0, 1, 5$

$n=0$ -> $\Theta = 1 - \frac{\xi^2}{6}$ $n=1$ -> $\Theta = \frac{\sin\xi}{\xi}$ $n=5$ -> $\Theta = \left(1+\frac{\xi^2}{3}\right)^{-\frac{1}{2}}$

$\xi_1 = \sqrt{6}$ $\xi_1 = \pi$ $\xi_1 = \infty$

ha $n < 5$ ξ - vége -> gömb

$n = 1,5$ $n = 3$ adiabatikus és izoterm esetek

n	$\rho(0)/\bar{\rho}$	ξ_1
1,5	5,99	3,65
3	54,18	6,9

$P = P_g + P_r$

↑ gáz ↖ sugárzástól

$P_g = \frac{k_B}{\mu H}\rho T$

$P_r = \frac{a}{3}T^4$ ..

Eddington: $\beta = \frac{P_g}{P}$ β: racionális

$\frac{P_g}{P} + \frac{P_r}{P} = 1$

β $1-\beta$ $\mu \approx 0,62$

Ivezetésből: $\frac{M}{M_\odot} = \frac{18,1}{\mu^2}\frac{\sqrt{1-\beta}}{\beta^2}$ $\beta = 0,999\bar{5}$

M nagy -> $\beta \approx 1$ P_g dominál

M kicsi -> $\beta << 1$ P_r dominál

XI. 28. X. előadás

Kozmológia: mivel mennyi kapcsolatban, fejlődésével foglalkozik

alapjai: $v = dH$ $[H] = \frac{km}{s} \frac{1}{Mpc}$

Olbers-féle paradoxon:

Legyen ∞ sok mérték, mennyiségű a csillagok mennyisége és örökké való

- Előbb-utóbb minden fényes csillagot látni kéne
  -> DE az éjszakai égbolt sötét

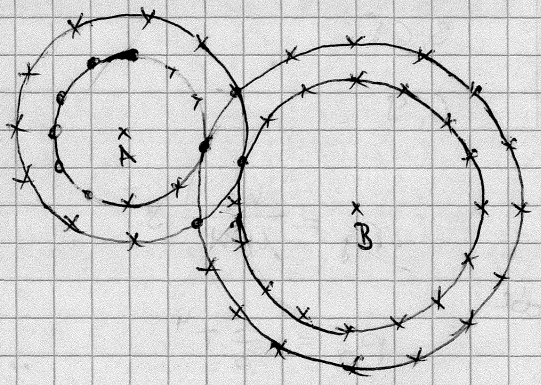
ökölt: porfelhők ritkítanak

- DE felfűtenék a porfelhőt -> kiveg. E
- galaxisokkal megoldható kérdés

Kozmológiai elv: mérték mennyiségű és izotróp

- arról mérték megállapítások igazolhatók

Kiegészítés: mérték V pontból nézve mennyiségű és izotróp.



A és B galaxisok

a, b-n egyformák a mérések

de a-ra és b-n nem egyforma

Ha B-ből nézzük éjjen a mennyiségek az izotrópiából

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

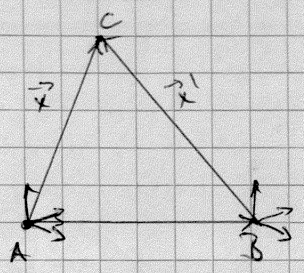
$\underline{v}_i(\underline{x}, t) = \dot{\underline{a}} + \underline{v}_i'(\underline{x}', t)$

$\uparrow$

$\underline{v}(\underline{a}, t)$

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

Egyik másik megfogalmazás szerint



izotrópia → homogén

$\vec{v}_i(\vec{x},t) - \vec{v}_i(\vec{a},t) = \vec{v}_i'(\vec{x}',t) =$

$= v_i'(\vec{x} - \vec{a}t) = \vec{v}_i'(\vec{x} - a, t)$

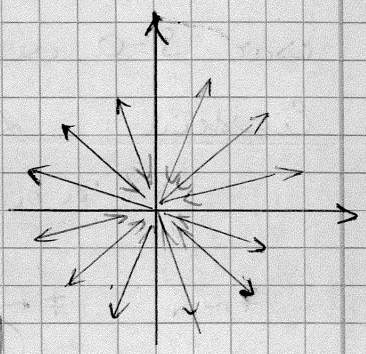
Lineáris deformáció

következménye miatt

$v_i = c_{ik}(t) \cdot x_k$ $\qquad v_i(a,t)$

$\frac{1}{2}(c_{ik} + c_{ki}) + \frac{1}{2}(c_{ik} - c_{ki})\, v_i(x_i,t) = \dot{a}_i + v_i'(x',t)$

S_{ik} szimm. mátrix — A_{ik} antiszimm. mátrix



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

$S_{ik} = S(t)\, \delta_{ik}$

$v_i = S(t) \cdot \delta_{ik} x_k = \underline{S(t)\, x_i = v_i}$

– vagy nyírás vagy tágulás

Kontinuitási egyenlet

$\partial_t \rho + \partial_i(\rho \vec{v}_i) = 0$ $\qquad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0$

$\rho(\partial_t \vec{v} + v_k \partial_k v_i) = -\partial_i p - \rho \partial_i U$ $\qquad \frac{\partial v}{\partial t} + (v \operatorname{grad}) v = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p$

$\partial_i \partial_i U = 4\pi G \rho$ Laplace–Poisson egyenlet

↑ grav. pot.

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

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

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

$\partial_t(S(t) x_i) + S(t) x_k \cdot \partial_k S(t) x_i = 3\dot{S}(t)$

$\partial_t(S(t) x_i) + S(t) x_k \underline{\partial_k S(t) x_i} = x_i \dot{S}(t) + S(t) \frac{\partial_i}{\partial x_i} +$

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

$\times_i \dot{S}(t) + \times_i S^2(t) = -\partial_i \mathcal{U}$

$3\dot{S}(t) + 3S^2(t) = -\partial_i \partial_i \mathcal{U}$ Laplace

$= 4\pi G S$

$4\pi G S - 3S^2(t) = -3\dot{S}(t) = \frac{d^2}{dt^2} \ln S$

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

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

csak $S=0$ esetén statikus az univerzum → ures

Einstein: Laplace - Poisson egyenlet $+\lambda$ tag

$\lambda + \partial_i \partial_i \mathcal{U} = 4\pi G S$

$F \sim r$ $F \sim \frac{1}{r^2}$ Newton vonzóerő

ha r nagy

Einstein maga is azt mondta, nagy nem jó. (radius de)

$\dot{S}(t) + S^2(t) = -\frac{4\pi}{3} G S$

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

$\frac{d}{dt}\frac{\dot{R}(t)}{R(t)} + \frac{\dot{R}(t)^2}{R^2} = \frac{\ddot{R}R - \dot{R}^2}{R^2} + \frac{\dot{R}^2}{R^2} = \frac{\ddot{R}}{R} = -\frac{4\pi}{3} G S$

$\ddot{R} = -\frac{4\pi}{3} G R S = -\frac{4\pi}{3} R^3 \frac{G}{R^2}$

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

$\frac{\dot{S}}{S} - 3\frac{\dot{R}}{R} = 0$ $\ln(S R^3) = \text{const}$

$\ln S + 3 \ln R = \text{const}$

$S R^3 = \text{const}$

$\ddot{R} = -\frac{MG}{R^2}$ $/\dot{R}\int$

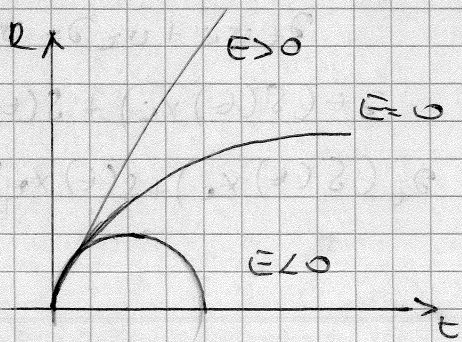
$\dot{R}\ddot{R} = \frac{MG}{R^2}\dot{R} = 0$

$\ddot{R}\dot{R} + \frac{MG}{R^2}\dot{R} = 0$

$\int \ddot{R}\dot{R} + \int \frac{MG}{R^2}\dot{R} = 0$

$\boxed{\frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} = \text{const}}$ Newton + Lagrange dinamikája

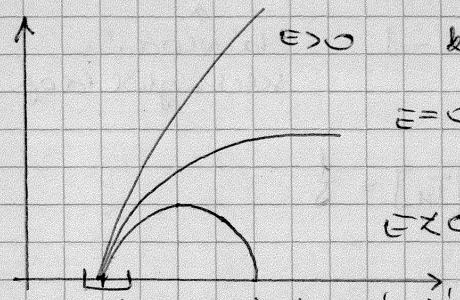
Friedman egyenlet



XII. 05

VI. előadás

Kozmológia 4. előadás



Hubble idő

$$\frac{1}{R^2} - \frac{GM}{R} = E \qquad S = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} = H_{most}$$

különböznek a megoldások

- még nem tudni milyik görbe lesz:

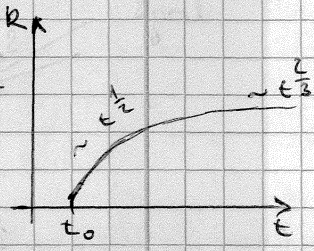
van-e annyi tömeg, hogy összehúzza

E = 0

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{E + \frac{GM}{R}}$$

$$dt = \int \frac{1}{\sqrt{E + \frac{GM}{R}}}\, dR \quad \text{ha} \quad E=0 \sim \int \sqrt{R}\, dR$$

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

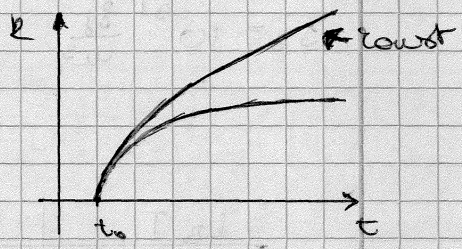


végtelenben állnak meg a galaxisok

E > 0

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

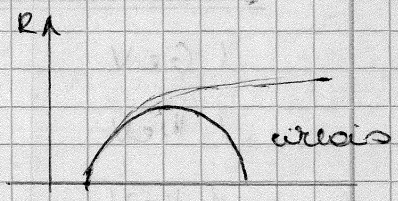
$$t - t_0 = \frac{GM}{(2E)^{3/2}}(sh\,\tau - \tau)$$



E < 0

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

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



Kell sebesség ez a tömeget: $v = Hd$ $H = 71 \frac{km}{s\,Mpc}$

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

S_{krit} és S-ből mit ír

$$\frac{4\pi G}{3} R^2 \left(\frac{3}{8\pi G}\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 - S\right) = E$$

$$\left(S_{krit} - S\right)\frac{4\pi G}{3} R^2 = E$$

$$\frac{3}{8\pi G}\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = S_{krit} = \frac{3H^2}{8\pi G} = \underset{-35}{10}\ \text{db H atom}/m^3 \rightarrow$$

kb 1% -a van

$E=0$	$\rho = \rho_{krit}$	$\Omega = 1$	$k=0$
$E<0$	$\rho > \rho_{krit}$	$\Omega > 1$	$k=1$
$E>0$	$\rho < \rho_{krit}$	$\Omega < 1$	$k=-1$

$\Omega = \frac{\rho}{\rho_{krit}}$ ↑ параметр плотности

$\boxed{T_H = \frac{1}{H}}$ → Хаббл сам $[T_H] = t$

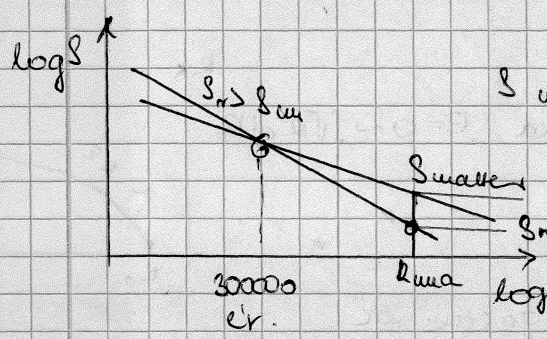
на $E=0$ $v = Hd$

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

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

$\frac{1}{2}\dot{a}^2 - \frac{4\pi}{3} G \rho a^2 = -\frac{k}{2}$ → ньютоновский предел

→ ньютоновский предел нашей вселенной $a_0 = 1$



$\rho_{маш} \sim \frac{1}{a^3}$ (1000 лет назад)

$\rho_л \sim \frac{1}{a^4}$ ← гидравлический удар

$\rho_\Lambda = 10^{-31} \frac{g}{cm^3}$ $\rho_\Lambda \sim R$

$\varepsilon = \mu\rho$ $\varepsilon \sim \frac{1}{\Lambda} \sim \frac{1}{R^3} \cdot \frac{1}{R} = \frac{1}{R^4} \sim \rho_\Lambda$

$k_B T$	T	a	t
1 GeV	10^{13} K	$2 \cdot 10^{-13}$	10^{-6} s
1 MeV	10^{10} K	$2 \cdot 10^{-10}$	1 s
1 KeV	10^{7} K	$2 \cdot 10^{-7}$	22 ~~мар~~ мар
1 eV	10^{4} K	$2 \cdot 10^{-4}$	60000 лет
1 meV	2,7 K	1	$1 R_B$, $7 \cdot 10^{9}$ лет

Ősrobbanás elmélet alapjai

(1) Hubble törvény: $v = Hd$

(2) korábban sokkal magasabb hőmérséklet és hőm.

más volt az anyag: kvarkok, gluonok

pl: [redacted] → fázisátalakulások

kvark-hadron 200 GeV – primordiális nukleoszintézis

(He atommagok)

előtt nincs még, utána nincs stabil

H atommagok, He atommagok 380000 év $\rightarrow p^+ + e^- =$

1% Li = semleges H atomok

- ekkor a fotonok előtte sokáig a töltött részecskékkel, rekombinálódnak, lecsapódik a magányos az anyagból, mert semlegesek nem sokáig a mag.

→ ekkor lehet látni tehát mint mai is.

≈ 3000 K volt a T → mai hőm. érzékelhető hőm → 3 K

1965 Penzias, Wilson kozmikus háttérsugárzás (CMBD)

(3) kőzetek mint másodlagos anyag

25% He 75% H → spektroszkópia: csillagok, galaxisok

primordiális nukleoszintézisre egyező

Planck idő 10^{-42} s előtt nem értek.

Problémák:

- finomhangolás: → 1 s elteltével mérjük

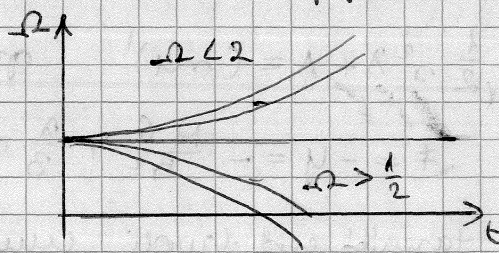
$t = 1$ s $\Omega = 1{,}01$ → $t = 20$ s kor

$\Omega = 0{,}990$ elmélet volna

$\Omega = 1$ az alig volna kicsi sugárra sor jöjjön

$1 - \Omega \sim t^{2/3}$

$\frac{1}{2} \leq \Omega < \Omega$



hiba!

→ horizont problema:

21 milliárd fényév vagyok

2,7 K ^{5} tízezrelyi pontossággal megegyezik a rá érvényben a kör.

→ kauzális kapcsolatban nem lehet nem lehet olyan pontok egy

→ sturktúra problema

nem egyenletes az anyageloszlás

kezdeti ekk majdnem homogén volt $\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-5}$

grav. vörösellódás: fok amikor fényt a grav. por gödréből kint vörös a frekvenciája

1990. C.O.B.E. irtada mire ki $\frac{\Delta S}{S}$ -t is T-t

Nem tudt mit van $\frac{\Delta S}{S}$ → megmagyarázza hogy a terjedés

XII. 12. XII. előadás

Kozmológia alapó

$\frac{\Delta T}{T} \approx 10^{-15}$ $\frac{\Delta S}{S} \approx -15$

$\Omega \sim t^{2/3}$ Ω korai korában 1 körül v. egyen

① $\nabla^2 U + \lambda = 4\pi G S$ $\quad \neq \sim \frac{1}{r^2}$

$\nabla^2 U - \lambda^2 = 4\pi G S$

$M \delta(\vec{x})$

$\vec{x} \neq 0$

$-MG$

$\nabla^2 U = -\lambda$

$\frac{a^2}{dr^2}(rU) = \lambda$

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

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

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

$-\frac{1}{2} r^2 \lambda + A = (rU)'$ $\quad \text{grad } U = F$

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

tanult eső távoli mintegyünk részét

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

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

$$\frac{1}{2}\dot{R}^2 - \frac{GM}{R} - \frac{\lambda}{6}R^2 \qquad /:R^2 \quad \times 2$$

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 - \frac{2M}{R^3} \leftarrow \frac{4\pi}{3}R^3\rho$$

A GUTH

tágulás dinamikája $\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 - \left(\frac{8\pi G}{3}\right)\rho - \frac{\lambda}{3} = \frac{2E}{R^2} - \frac{K_c}{R^2}$ ← görbület

Friedmann-egyenlet

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

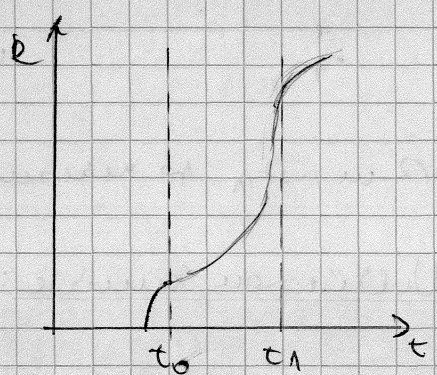
$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right) = \frac{8\pi G}{3}\rho + \left(\frac{\lambda}{3}\right) + \frac{2E}{R^2} \rightarrow \text{const}$$

ρ - vac, E - kic ~ tagok

$\sim \frac{1}{R^3}$ $\quad \frac{1}{R^4}$ $\quad \sim \frac{1}{R^2}$??

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right) = \frac{\lambda}{3}$$

$$R = R_1 \cdot e^{\sqrt{\frac{\lambda}{3}}(t-t_1)}$$



amíg λ kicsi, exponenciálisan

kb 10^{-34} s - 10^{-31} s

Tágulás 10^{30} nagyságrendű $\quad R = R_1 e^{\sqrt{\frac{\lambda}{3}}\Delta t} \rightarrow R \approx R_1 \cdot 10^{30}$

- inflációs kozmológia a gyakorlat

Mai magyarázat:

$E = +2 - 1 = 1$

$1002 - 1001 = 1$

A kor tömeg az összenergiát magyarázhatja ki, a kicsiny és a pot. energia elmosódhatott

$\Omega_\lambda + \Omega_r + \Omega_m = 1 = \Omega_{tot}$

$\frac{1}{1000}$

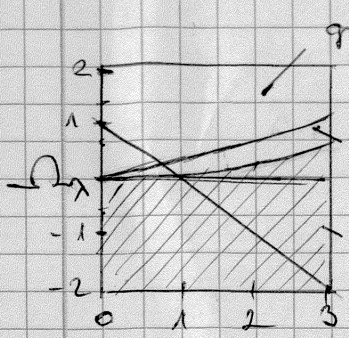
változik az univ. mérete

$\downarrow \sim \frac{1}{a^4}$ $\quad \downarrow \frac{1}{a^3}$

$\sim a_0 \approx \frac{\Omega}{1000}$

ma mérhető kozmológia

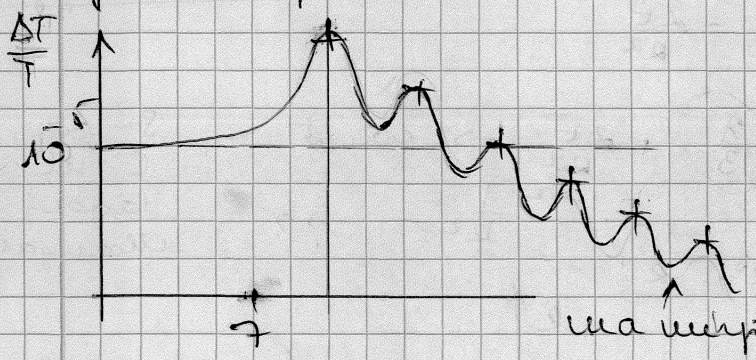
$H = 71 \frac{km}{s\,Mpc}$



Mi történik ha $\neq \lambda$ -val rendelkezik?

- zárt geometriával indul
  $k_c = p\pi \quad \Omega > 1$
- nyílt hiperbolikus
- Ω_Λ mondja meg

Megmérjük a kozmikus háttérsug. pereinciá-jának szerkezetét.



1965 Penzias, Wilson

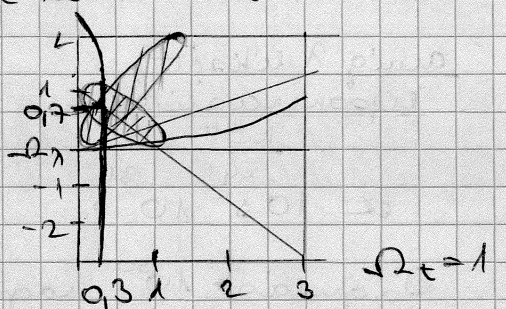
1990 10^{-5} fluktuációk COBE

2000 WMAP

(1,2,3. cikkek)

- Ω_m, Ω_Λ is nehezen, de ki lehet számolni

Wilkinson műhold:



Standard gyertyák

galaxis távolságát mérjük ki úgy hogy $v = Hd$

v- a spektroszkópiai úton

d- a standard gyertyával direkt

$H \neq 70 \rightarrow H = 50$ távolabbra kisebb mint kellene volna λ tartás van $\Omega_\Lambda = 0,7$

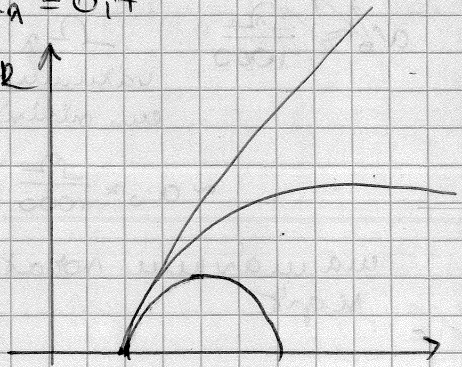
↓

újból indítás

gyorsuló tágulás

Ω_Λ több energia

$\Omega_\Lambda > \Omega_m \quad 0,7 > 0,3$



Magyarázat nem felfedezése

→ sötét anyag van és sok.