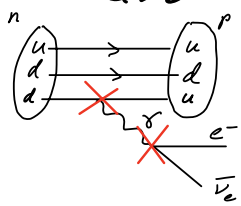
Heikot vuorovaikutukset

Esim: $n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$

$\tau \simeq 880\,s$

heikon vv.n prosessi

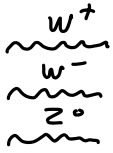


- 3 välittäjäbosonia $W^{\pm}, Z^0$

$Q(W^+) = e$

$Q(W^-) = -e$

$Q(Z^0) = 0$



Kaikilla leptoneilla varaus heikon vv. suhteen
⇒ kaikilla heikon vv. verteksejä

$L(\text{leptoni}) \equiv 1$

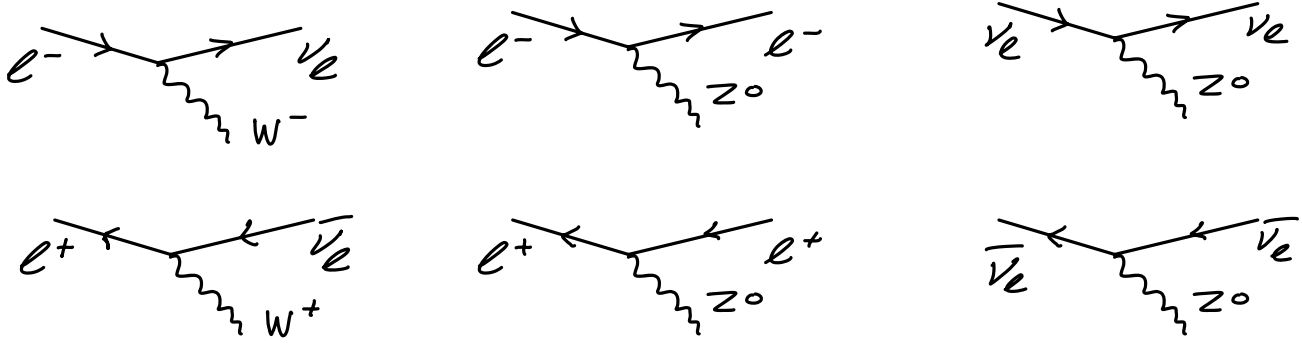
$L(\text{antileptoni}) \equiv -1$

- Verteksit leptoneille

$\ell = e, \mu, \tau$

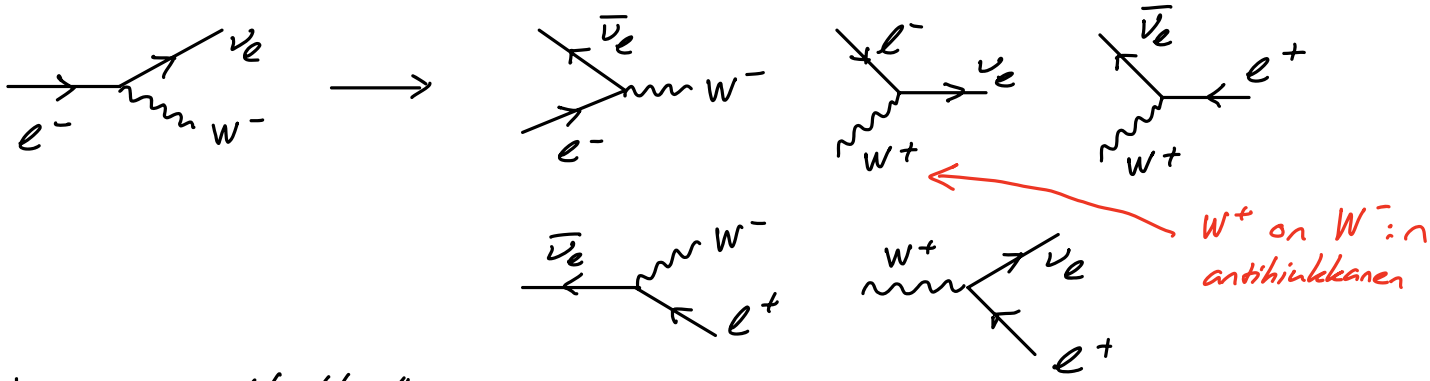
$\nu_\ell = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$

sähkövaraus, leptoniluku ja maku* säilyvät

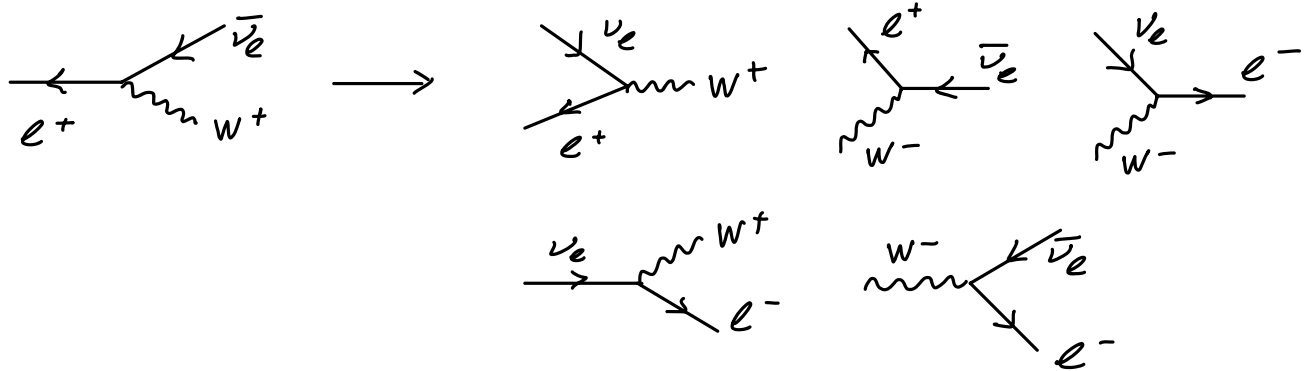


* Rajalla $m_\nu = 0$, mutta havainnot: $m_\nu = \mathcal{O}(0.1\,eV)$ ⇒ ν_e makua muuttavia suppressoituja prosesseja.

Näistä perusvertekseistä saadaan taas kaikki muut jalkoja kääntelemällä:

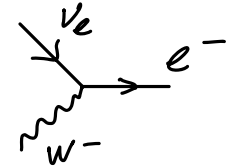


Ja samat antihiukkasille

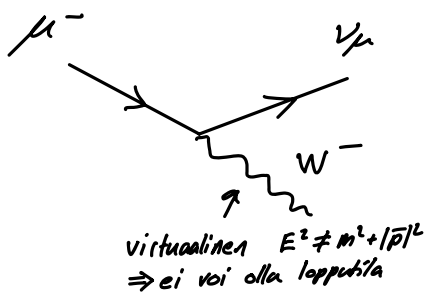


Esim

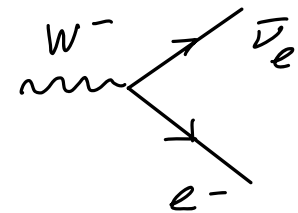
Myonin hajoaminen $\tau_\mu = 2{,}2 \cdot 10^{-6}\,s$



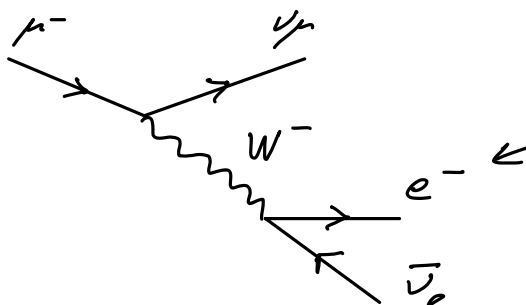
Tarvitaan vertekssi:



+



$\Rightarrow$



$\mu^- \to \nu_\mu + e^- + \bar{\nu}_e$

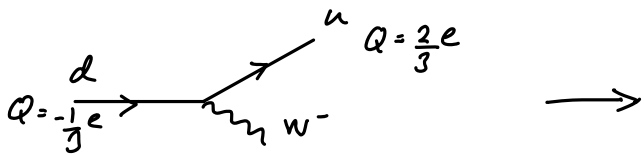
muut leptonit kinemaattisesti kiellettyjä

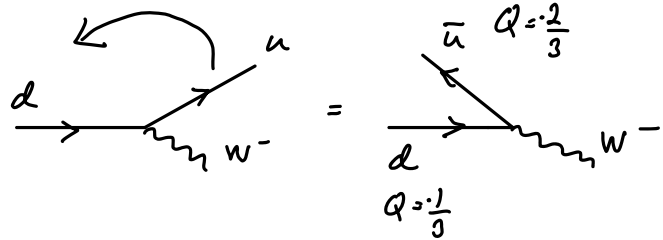
$m_\mu \geq \underbrace{m_{\nu_\mu} + m_{\bar{\nu}_e}}_{\simeq 0} + m_\ell \quad \Rightarrow m_\ell < m_\mu$

jotta pakko olla $\ell = e$

- Verteksit kvarkeille (heikko vv.)

Jokaiselle parille: $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$



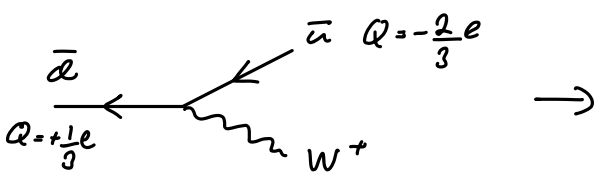


varaus säilyy, maku säilyy

varaus säilyy, maku säilyy

\+ muut jalkoja edelleen käänteisellä

Samat antihiukkasille:



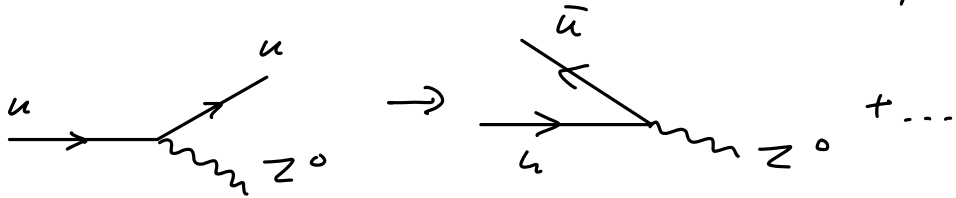


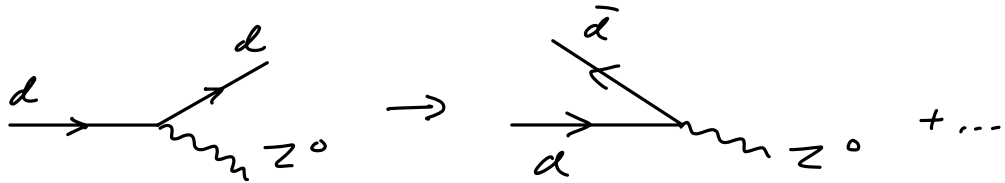
varaus säilyy, maku säilyy

varaus säilyy, maku säilyy

- Jatkuu:

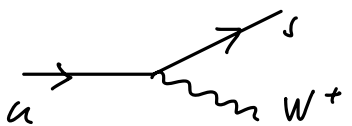
Jokaiselle parille: $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$





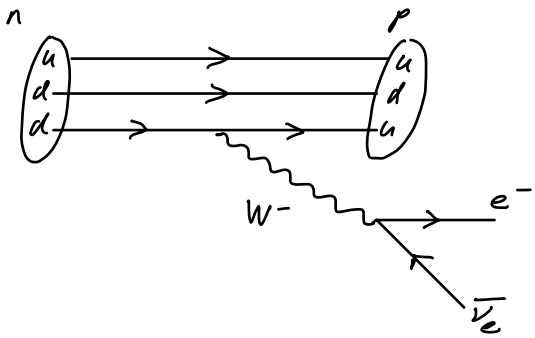
- Lisäksi esiintyy makua vaihtavia vertekseja, joissa kvarkki muuttaa toisen makuiseksi

Esim.



Näiden todennäköisyys pienempi kuin muun säilyttävien, ei käsitellä tarkemmin tällä kurssilla.

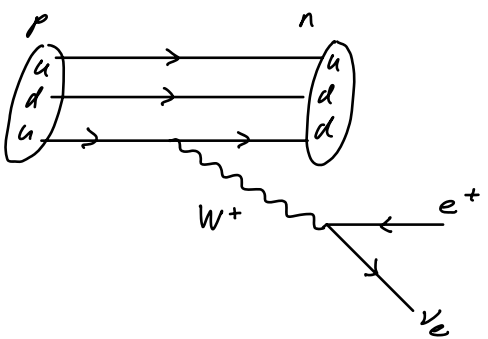
Esim. β^--hajoaminen $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$



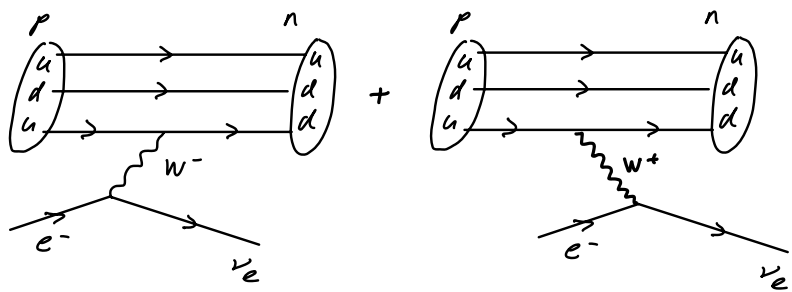
$Q_u = 2/3\,e$

$Q_d = -1/3\,e$

β^+-hajoaminen $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$

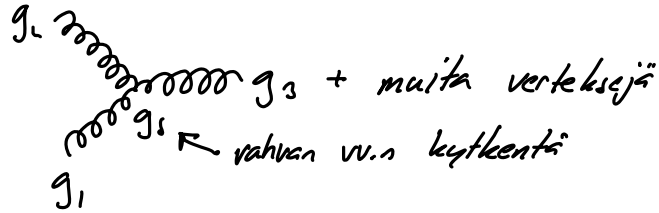


elektronisieppaus $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$



Vahva vuorovaikutus (QCD)

- Välittäjänä gluonit g 8 kpl



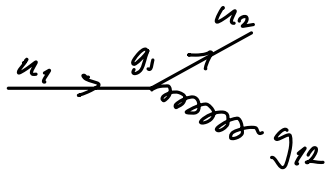
Gluoneilla QCD-varaus = "värivaraus"

g vuorovaikuttavat keskenään

$\Rightarrow$ lyhyt kantama $\sim 1\ fm = 10^{-15}\ m$

- Kvarkeilla myös väri $(q_a,\ a=1,2,3)$ $\Rightarrow$ gluonit kytkeytyvät kvarkkeihin

esim.

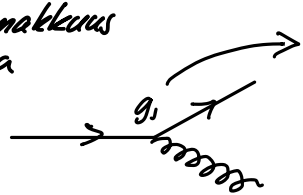


värivaraus säilyy

- Muut alkeishiukkaset värittömiä $\Rightarrow$ vain kvarkit tuntevat vahvan vv.n

- Vahvalla vuorovaikutuksella asymptoottinen vapaus:

Kytkennän voimakkuus energiariippuvuus



$\Delta x \gtrsim 1$ fm voimakas kytkentä

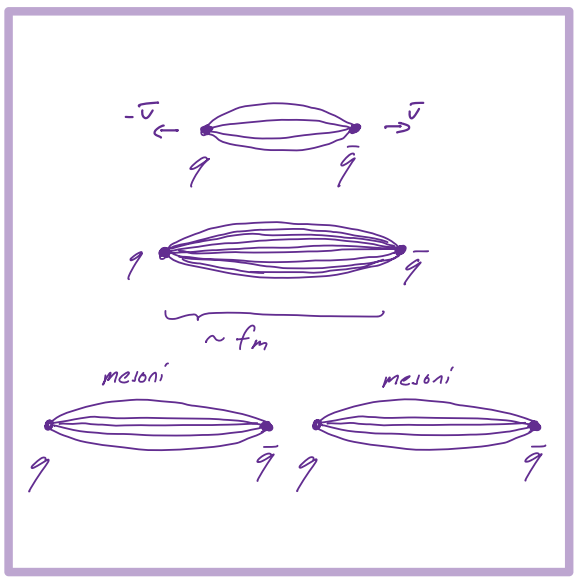
$\alpha_s \gg 1$, $E \lesssim \Lambda_{QCD}$

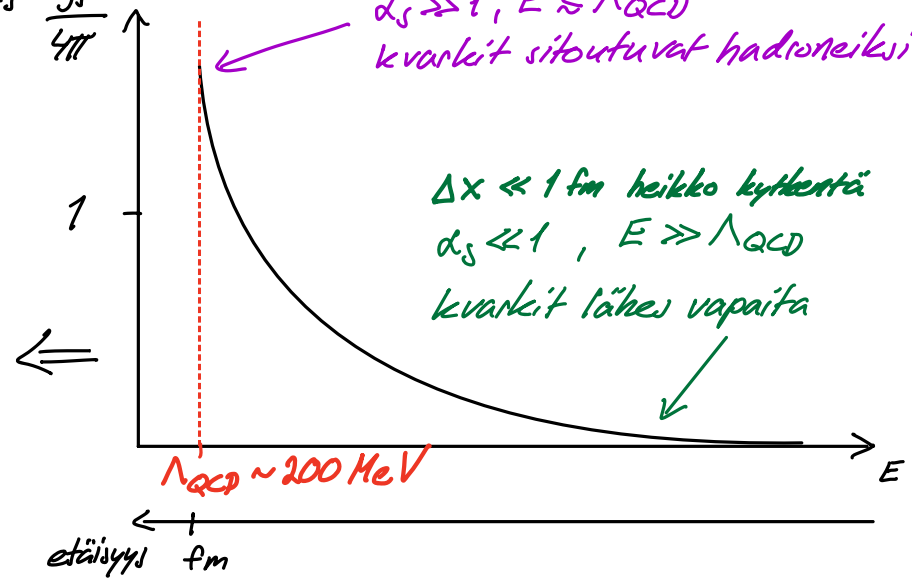
kvarkit sitoutuvat hadroneiksi

$\Delta x \ll 1$ fm heikko kytkentä

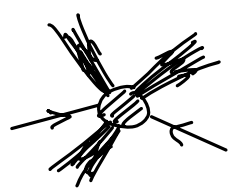
$\alpha_s \ll 1$, $E \gg \Lambda_{QCD}$

kvarkit lähes vapaita





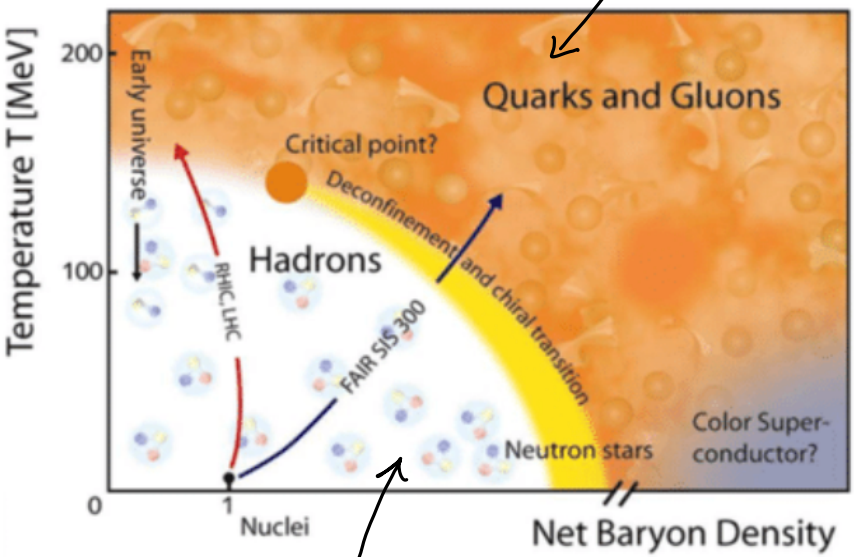
Hadronisaatio: hadronien törmäyksissä syntyy hadronisuihkuja



Kvarkkiaineella 2 eri olomuotoa:

QCD-faasidiagramma

Faasi 1: kvarkki-gluoni-plasma (asymptoottinen vapaus)

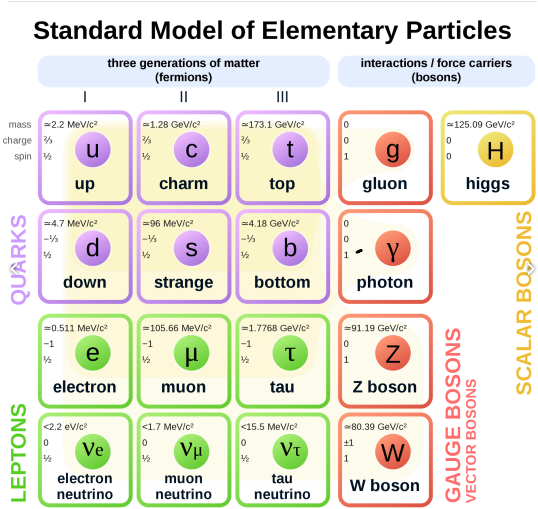


~ paine

(fermioneille $p \neq 0$ vaikka $T \to 0$)

Faasi 2: kvarkit sidottu hadroneihin (confinement)

Massat = kytkentä Higgsin kenttään



Esim. elektronin massatermi:

$m_e = y_e \langle h \rangle$

y_e: kytkentävakio

$\langle h \rangle$: Higgsin kentän arvo

$T > T_c \simeq 160\ \text{GeV} \quad \langle h \rangle = 0$

$\Rightarrow$ hiukkaset massattomia

$T < T_c \quad \langle h \rangle \simeq 246\ \text{GeV}$

$\Rightarrow$ hiukkaset saavat massan

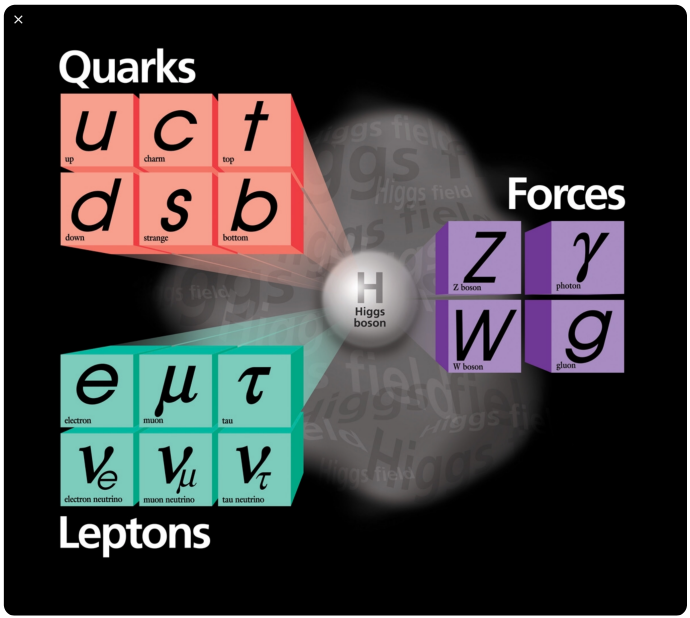
Tavoitella ns. sähköheikko symmetriarikko*

$T > T_c$: sähköheikko vv. = QED & heikko vv.

$T = T_c$ $\longrightarrow$ $T < T_c$: QED + heikko vv.

*$\langle h \rangle$ tämän faasitransition järjestysparametri ja T_c transition kriittinen lämpötila

Kertausta



+ antihiukkaset

Sähkövaraus

Kvarkit: q $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$ $Q = 2/3\,e$, $Q = -1/3\,e$

vahva, heikko + sähkömag. vv.

Leptonit: ℓ $\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$ $Q = -e$, $Q = 0$

heikko + sähkömag. vv.

Leptoniluku L:

$L(\ell) = 1,\ L(\bar{\ell}) = -1,\ L(q) = L(\bar{q}) = 0$

Voimien välittäjät:

- sähkömagnetismi: fotoni γ, kantama ∞
- heikko vv.: $W^{\pm}$, Z^0 bosonit, kantama $\sim 10^{-3}$ fm
- vahva vv.: gluoni g, kantama $\sim$ fm

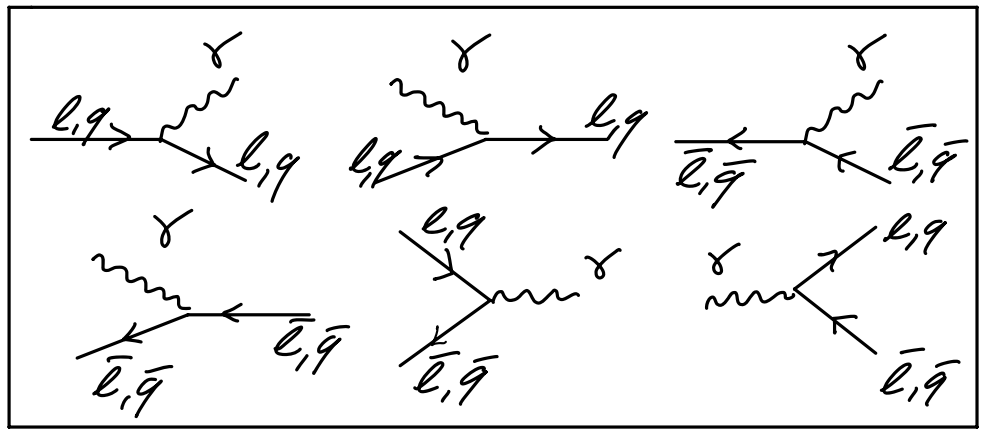
Feynmanin diagrammat

- Esittävät alkeishiukkasten välisiä prosesseja

QED:

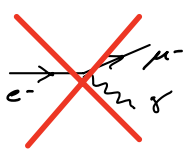


$\Rightarrow$

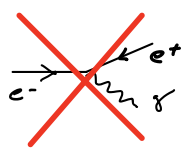


QED:n vertauksissa säilyy:

- sähkövaraus
- leptoniluku
- maku

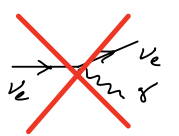


maku muuttuu



varaus ei säily
leptoniluku ei säily

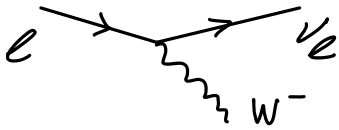
Vain varatut hiukkaset tunkvat QED:n

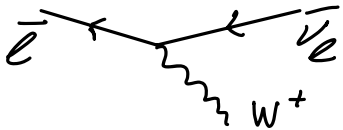


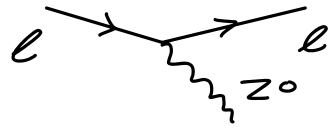
ei kytkentää
$Q_\nu = 0$ hitaihin

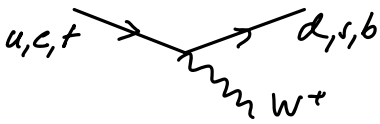
Heikko vuorovaikutus

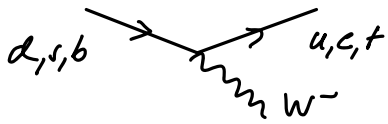
- Verteksit:

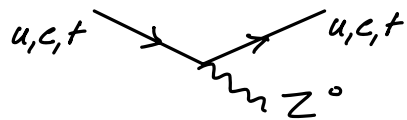












Säilyy:
- sähkövaraus
- leptoniluku
- leptoneille maku
- kvarkeille maku (yleensä)

(+ myös esim.



mutta näitä ei tällä kurssilla)

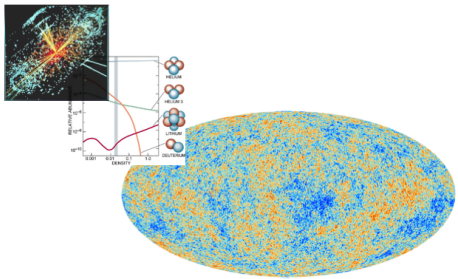
- Hajoamiset: $n \to p + e + \nu_e$, $\mu \to \nu_\mu + e + \nu_e$ etc.

Kosmologia tutkii maailmankaikkeuden syntyä, rakennetta ja kehitystä

Energia ←

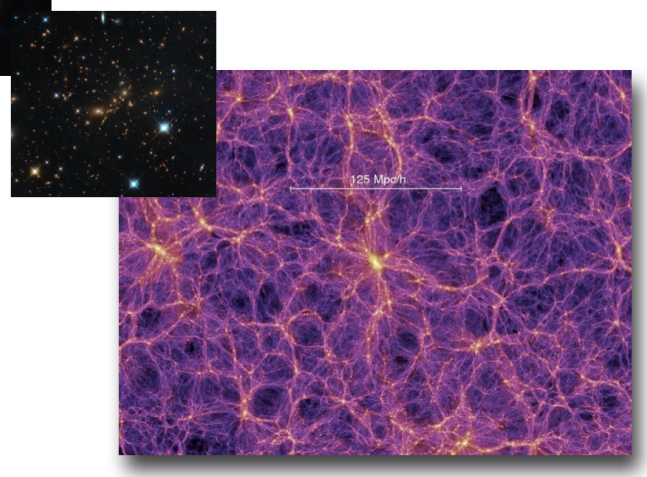
→ **Etäisyys**

↓ **Aika**



Hiukkaskiihdyttimessä (CERN/LHC) E ~ 10 000 GeV
Inflaatiovaiheen aikana E ~ 10 000 000 000 000 000 GeV





Ei sähkövarauksia:

aina pitkän kantaman vv.

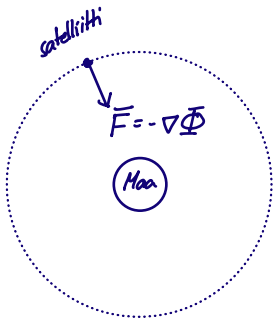
GRAVITAATIO

määrää mk:n dynamiikan

(maailmankaikkeus ≡mk)

Gravitaatio = yleinen suhteellisuusteoria (Einstein 1915)

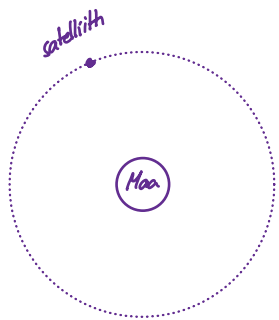
Newtonin gravitaatio



Sätellitin rata kaartuu voiman $\vec{F}$ vaikutuksesta

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = -\frac{\nabla\Phi}{m}$$

Yleinen suhteellisuusteoria



Maa kaareuttaa aika-avaruutta, satelliitti kulkee suorinta mahdollista rataa

$$\frac{d^2\vec{x}}{d\tau^2} = 0 \Rightarrow \frac{d^2\vec{x}}{dt^2} = \underbrace{-\frac{\nabla\Phi}{m} + \text{korjauksia}}_{\text{geometriasta, ei voimaa}}$$

Yleisessä suhteellisuusteoriassa: (General Relativity (GR))

gravitaatio = aika-avaruuden kaareutuus

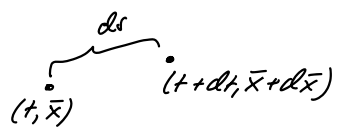
Newtonin teoria saadaan GR:stä rajalla $\Phi \ll c^2$, kosmologiassa tarvitaan GR:ää.

Aika - avaruus kosmologiassa

- Erityinen suhteellisuusteoria = GR ratkaisu tyhjälle avaruudelle

$$ds^2 = dt^2 - dx^2 + dy^2 + dz^2$$

aika-avaruuden pituuselementti



- Yleisesti: $ds^2 = g_{00}(t,\bar{x})dt^2 - g_{11}(t,\bar{x})dx^2 + \dots$

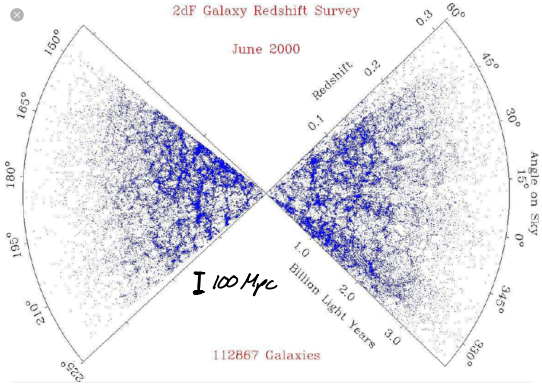
Ratkaistaan GR liikeyhtälöistä, määrittävät aika-avaruuden ominaisuudet

- Mk. suurilla skaalailla* tasa-aineinen:

(GR kurssi)

$$\Rightarrow ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2)$$

Ratkaistaan GR liikeyhtälöistä eli Einsteinin yhtälöistä



* Kun $\Delta x \gtrsim 100$ Mpc, 1 pc = 3.26 ly, galaksi ~ 0.1 Mpc

Maailmankaikkeuden liikeyhtälöt

① Homogeeninen ja isotrooppinen malli = ei preferoitua suuntaa tai paikkaa

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2)$$ toimii, kun $\Delta x \gtrsim \mathcal{O}(10^3)$ galaksin koko

② Einsteinin yhtälöt

① + ② $\xRightarrow{\text{(GR kurssi)}}$

$$\left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t)$$ Friedmannin yhtälö

$$\dot{\rho}(t) + 3\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}(\rho(t) + p(t)) = 0$$ jatkuvuusyhtälö

Tässä: G = Newtonin gravitaatiovakio (ja $c = 1$, SI yksiköissä $G \to \frac{G}{c^2}$)

$\dot{} \equiv \frac{d}{dt}$

$\rho(t)$ = mk.:ssa olevan aineen energiatiheys

$p(t)$ = mk.:ssa olevan aineen paine

Maailmankaikkeus laajenee

- Friedmann:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho > 0 \quad \Rightarrow \quad \dot{a} \neq 0 \text{ ei stationaarisia ratkaisuja}$$

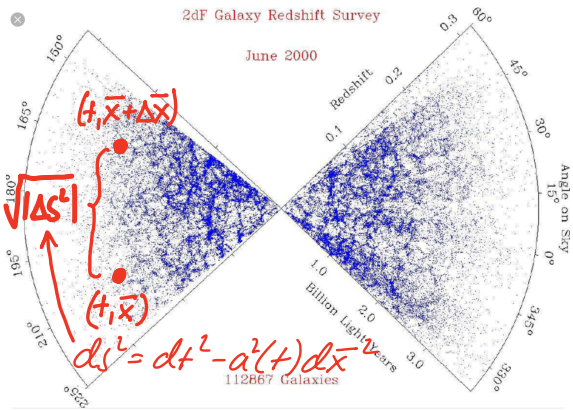
Havainnoista: $\dot{a} > 0 \Rightarrow$ mk laajenee

- Fysikaaliset etäisyydet kasvavat

$$\rightarrow \quad R(t) = a(t)\Delta x$$

Pätee kun $R \gtrsim 10^2$ Mpc

[Galaksien välinen etäisyys ~ 1 Mpc
Galaksiklusterien —"— ~ 10 Mpc
$1\,\text{pc} = 3.26\,\text{ly} = 3.09 \cdot 10^{16}\,\text{m}$]



- Laajenemisnopeutta kuvaa Hubblen parametri: $H(t) \equiv \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}$

Nykyhetkellä $t_0 = 13.8 \cdot 10^9$ v : $H(t_0) \simeq 67.4 \frac{\text{km}}{\text{s Mpc}}$ [Planck 2018]

Esim.

Varhaisessa mk:ssa ($t \lesssim 5 \cdot 10^4$ vuotta) suurin osa energiasta muodostui relativististen hiukkasten kineettistä energiasta. Kosmologiassa relativistisia hiukkasia kutsutaan yleensä säteilyksi. Tarkastellaan säteilyn hallitsemaan mk:n dynamiikkaa:

Relativistisille hiukkasille:

$$E = \sqrt{m^2 + |\vec{p}|^2} \simeq |\vec{p}|$$

Statistisen fysiikan kurssin lasku $\Longrightarrow$ paine $p = \frac{1}{3}\rho$ (energiatiheys ρ)

Jatkuvuusyhtälö:

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = \dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}\left(\rho + \frac{1}{3}\rho\right) = 0$$

$$\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dt} = -4\frac{1}{a}\frac{da}{dt}$$

$$\int d\ln\rho = -4\int d\ln a$$

$$\Rightarrow \rho(a) = \rho_0\left(\frac{a_0}{a}\right)^4$$

ρ_0, a_0 integ. vakioita

$\left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t)$ Friedmannin yhtälö

$\dot{\rho}(t) + 3\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}(\rho(t) + p(t)) = 0$ jatkuvuusyhtälö

Esim. jatkuu

Saatiin siis:

$$\left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho(t) \qquad \text{Friedmannin yhtälö}$$

$$\dot{\rho}(t) + 3\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}(\rho(t) + p(t)) = 0 \qquad \text{jatkuvuusyhtälö}$$

$$p = \frac{1}{3}\rho \Rightarrow \rho(a) = \rho_0\left(\frac{a_0}{a}\right)^4$$

Sijoitetaan tulos $\rho(a)$ Friedmannin yhtälöön ja ratkaistaan $a(t)$:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \equiv H(t)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_0\left(\frac{a_0}{a}\right)^4 \quad \Rightarrow H(t_0) \equiv H_0 = \sqrt{\frac{8\pi G\rho_0}{3}}$$

$$\frac{1}{a}\frac{da}{dt} = (\pm) H_0\left(\frac{a_0}{a}\right)^2 \qquad \text{(valitaan laajeneva ratkaisu)}$$

$$\int_{a_0}^{a} a\,da = H_0 a_0^2 \int_{t_0}^{t} dt$$

$$\frac{1}{2}a^2 - \frac{1}{2}a_0^2 = H_0 a_0^2 (t - t_0)$$

$$a = a_0\left(1 + 2H_0(t - t_0)\right)^{1/2}$$

$a(t_0 - \frac{1}{2H_0}) = 0$ eli tällöin mk. koko $\to 0$ "singulariteetti"

Valitaan $t_0 = \frac{1}{2H_0}$, jolloin $t = 0$ vastaa alkusingulariteettia

$$\Rightarrow \quad a(t) = a_0\left(\frac{t}{t_0}\right)^{1/2} \to 0 \text{ kun } t \to 0 \Rightarrow \text{tiheä alkuvaihe}$$

Keskeiset havainnot I: maailmankaikkeus laajenee

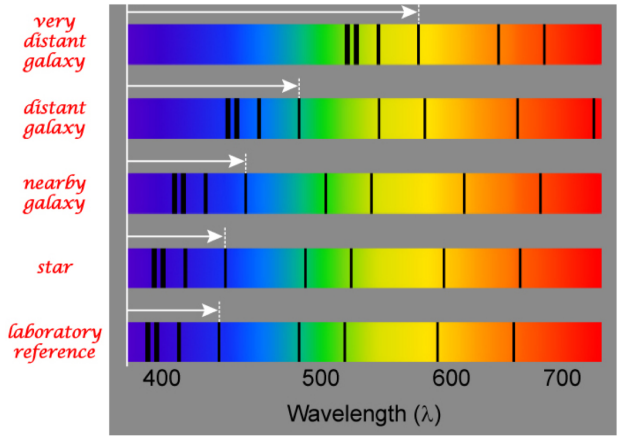
- Kaukaisten kohteiden valo havaitaan punasiirtyneenä $\lambda_0 > \lambda_{em}$, mitä kaukaisempi kohde sitä suurempi efekti

  ⇒ kaukaiset kohteet vaikuttavat etääntyvän meistä

  (ensimmäinen havainto E. Hubble 1929)

- Sama havainto kaikissa suunnissa

  ⇒ avaruuden ominaisuus, ei yksitt. kohteiden satunnainen liike



Maailmankaikkeus laajenee $R(t) = a(t)\Delta x$

⇒ valon aallonpituus venyy





Kosminen punasiirtymä

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_{em}} = \frac{a(t_0)}{a(t_{em})} \equiv 1 + z$$

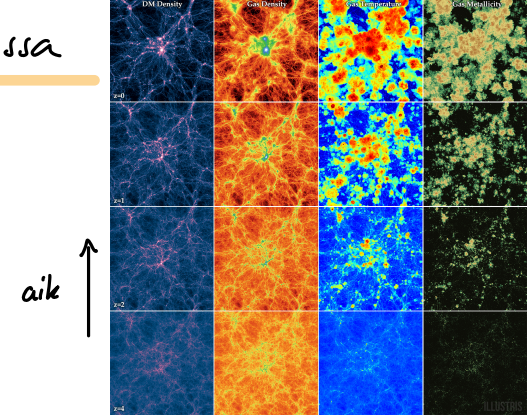
$a(t_0) > a(t_{em}) \Rightarrow \lambda_0 > \lambda_{em}$

t_{em} = signaalin lähetyshetki

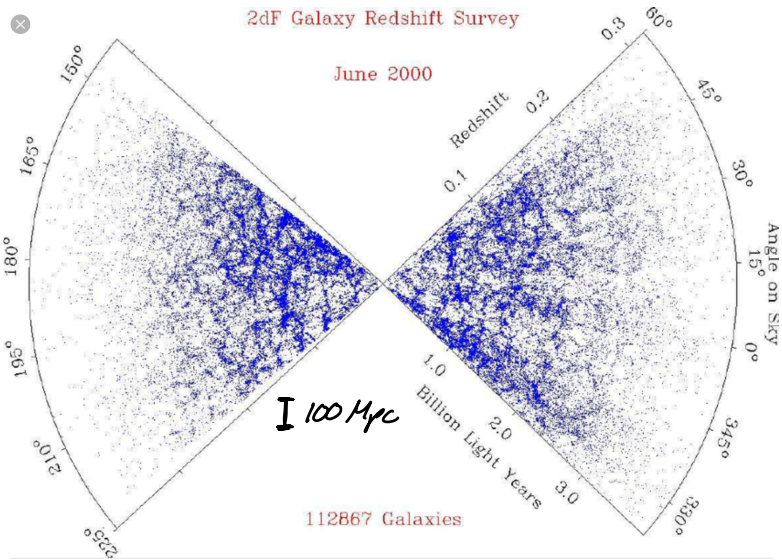
t_0 = signaalin vastaanottohetki = nykyhetki

Keskeiset havainnot II: rakenteet kasvavat ajassa

Galaksit, galaksiklusterit ym. rakenne kasvanut pienistä alkuhäiriöistä



Lähde: Illustris



$1\,pc = 3{,}09 \cdot 10^{16}\,m = 3{,}26\,ly$

$(1\,ly = c \cdot 1\,y$ = valovuosi$)$

Galaksin koko $\sim 0{,}1$ Mpc

Galaksien välinen etäisyys $\sim$ Mpc

Galaksiklusterien välinen etäisyys ~ 10 Mpc

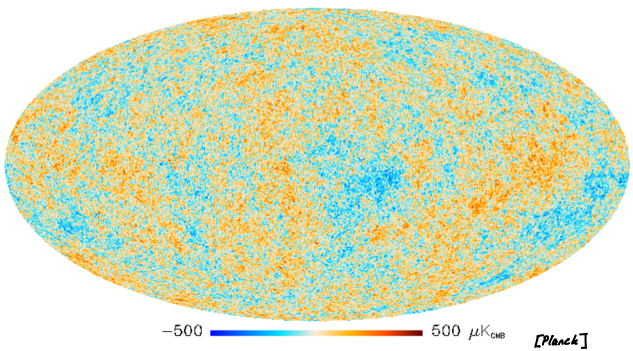
Suurilla etäisyyksillä ($d \gtrsim 100$ Mpc) mk nykyhetkelläkin homogeeninen ja isotrooppinen, eli rakenteen jakauma ei riipu paikasta, tai suunnasta

Keskeiset havainnot III: CMB ja BBN

Mk. laajenee → aine harvenee ja jäähtyy kun mk.:n ikä t kasvaa

⇒ käänteen: varhainen mk. tiheä ja kuuma

Cosmic Microwave Background (CMB)
= kosminen mikroaaltotausta



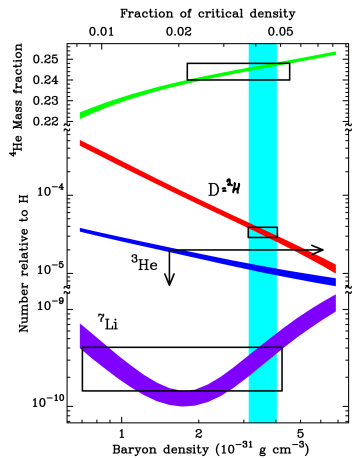
$e^+ + p \rightarrow H + \gamma$ kun $T \sim 3000$ K

⇒ fotonit pääsevät etenemään vapaasti

Havaitaan $T_0 = 2{,}725$ K taustasäteilynä

(ensimmäinen havainto vahingossa 1964 → Nobel 1978)

Big Bang Nucleosynthesis (BBN)
= nukleosynteesi



$p + n \rightarrow H, He, Li$ kun $T \sim 0.1$ MeV

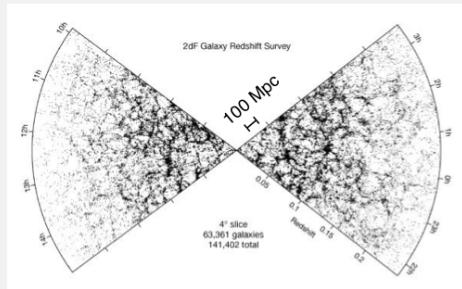
Kevyet ytimet syntyvät, BBN-osuudet havaittavissa esim. kääpiögalakseissa (ei tähtien fuusioreaktioita)

Kosmologian standardimalli: ΛCDM

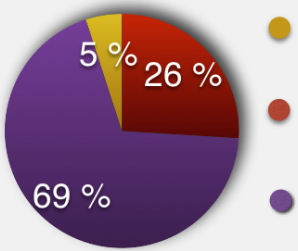
- Gravitaatio = General Relativity (GR), mk. homogeeninen & isotrooppinen suurilla skaaloilla $R \gtrsim 100\text{Mpc}$

galaksiklusterin koko ~ $3\text{Mpc} \sim 10^7\text{ly}$

nykyisin havaittava mk. ~ 14 000 Mpc



- Tavallisen aineen lisäksi mk. sisältää pimeää ainetta ja pimeää energiaa



Energiaosuudet nykyhetkellä

Tavallinen aine: Koostuu SM hiukkasista (tähdet, galaksit, kaasupilvet jne.)
(SM = hiukkasfysiikan standardimalli)

Pimeä aine: Dark Matter (DM)
Ei havaittuja SM vuorovaikutuksia, käyttäytyy kuten epärel. aine (CDM = Cold DM), mikroskooppinen teoria?

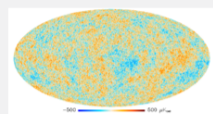
$$p_{\text{DM}} = 0$$

Pimeä energia: Dark Energy (DE)
Ei havaittuja SM vuorovaikutuksia, käyttäytyy kuten tyhjiöenergia Λ, mikroskooppinen teoria?

$$p_{\text{DE}} = -\rho_{\text{DE}} = \text{vakio}$$

- Rakenne kasvanut pienistä alkutihentymistä

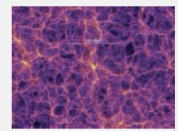
$t = 3.8 \times 10^5\text{y}$



$$\frac{\delta\rho}{\rho} \sim 10^{-5}$$

grav. collapse

$t_0 = 13.8 \times 10^9\text{y}$



$$\frac{\delta\rho}{\rho} > 1$$

Aine ΛCDM-mallissa

- Aineen ominaisuudet määrittelee tilanyhtälö: $p = w\rho$
  - $w = 1/3$, säteily eli relativistinen aine $p = \frac{1}{3}\rho$, $E \gg m$
  - $w = 0$, materia eli epärelativistinen aine $p = 0$, $E \simeq m$
  - $w = -1$, pimeä energia $p = -\rho$

$E \sim T$ (lämpötila)
$T \gg m_i$, hiukkaslaji i relativistinen
$T \ll m_i$, hiukkaslaji i epärelativistinen

Erityisesti:

Pimeä aine DM: $w_{DM} = 0$, $p_{DM} = 0$
Pimeä energia DE: $w_{DE} = -1$, $p_{DE} = -\rho_{DE}$
Näkyvä aine: $w = 0$ tai $\frac{1}{3}$ riippuen hiukkaslajista ja lämpötilasta

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = \dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}\rho(1+w) = 0 \quad \overset{(HT)}{\Rightarrow}$$

vakioita

$$\rho_{rad} = \rho_{rad\,0}\left(\frac{a_0}{a}\right)^4, \quad w = \frac{1}{3}$$

$$\rho_{mat} = \rho_{mat\,0}\left(\frac{a_0}{a}\right)^3, \quad w = 0$$

$$\rho_{DE} = \rho_{DE\,0} = \text{vakio}, \quad w = -1$$

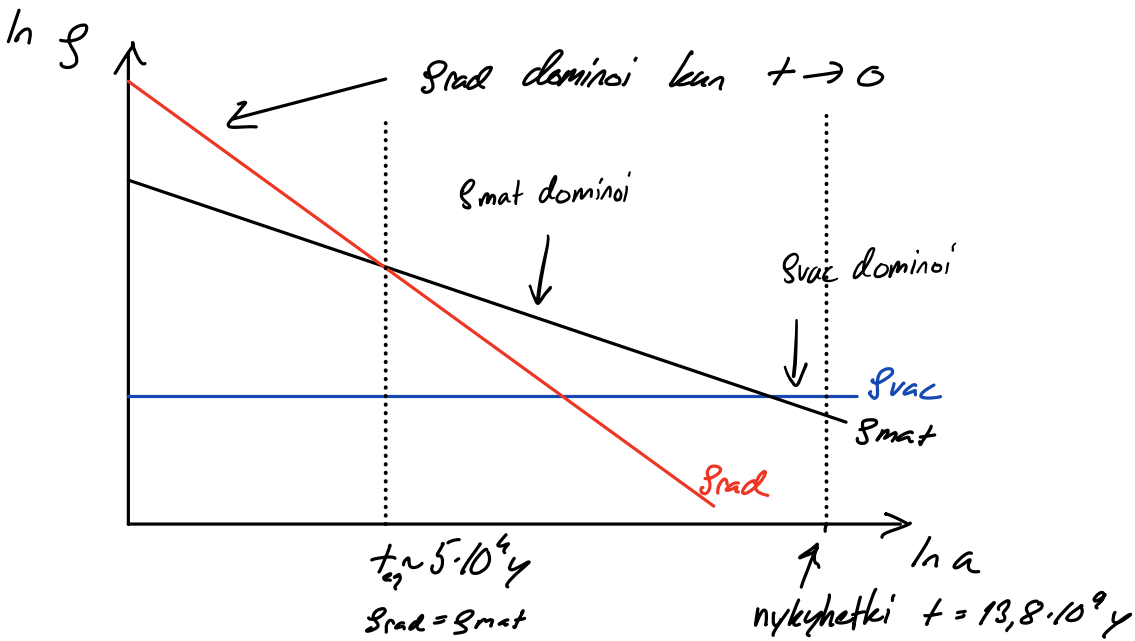
- Kun w tiedetään, $a(t)$ voidaan ratkaista Friedmannin yhtälöstä

Varhainen maailmankaikkeus säteilyn dominoima

$$\rho_{rad} = \rho_{rad0}\left(\frac{a_0}{a}\right)^4 \qquad \text{säteily}$$

$$\rho_{mat} = \rho_{mat0}\left(\frac{a_0}{a}\right)^3 \qquad \text{materia}$$

$$\rho_{vac} = \rho_{vac0} = \text{vakio} \qquad \text{vakuumienergia}$$



Maailmankaikkeuden kehitys LCDM-mallin mukaan

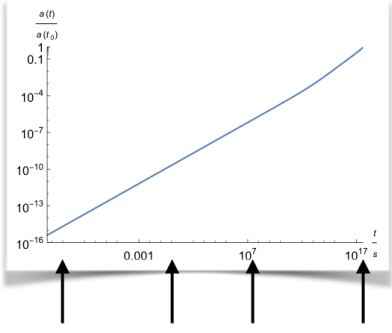
$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_{vis} + \rho_{DM} + \rho_{DE})$ ratkaisu

$T = T_0 \frac{a_0}{a}$, $T_0 = 2{,}725\,K$

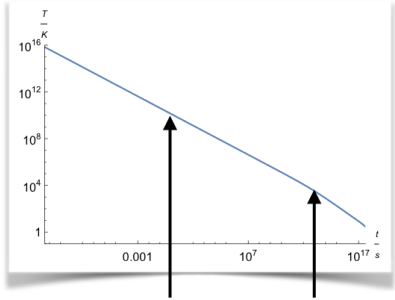
koko suhteessa nykyhetkeen

lämpötila

energiakomponentit

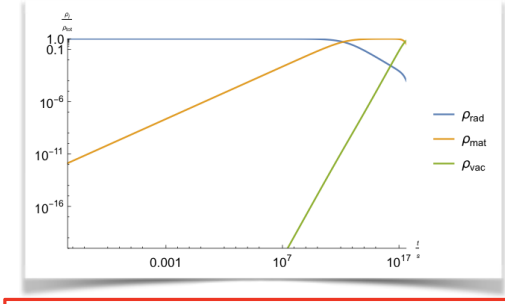


10^{-10} sek. 1 sek. 1 vuosi nykyhetki $13.8*10^9$ vuotta

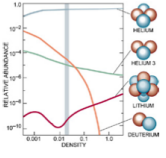


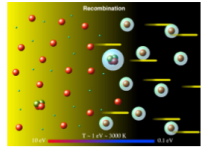
ytimen sidosenergia

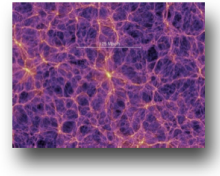
atomin sidosenergia



säteily hallitsee | materia hallitsee | tyhjiöenergia hallitsee







1 min — 380000 v — 100 milj. v — aika

nukleosynteesi:
H, He, Li, Be ytimien synty

mikroaaltotausta syntyy:
$H^+ + e^- \rightarrow H$ ja mk muuttuu läpinäkyväksi

ensimmäiset tähdet syntyvät