Prosjekt 3 i Partikkelfysikk, FYS4555

av Furkan Kaya

Selve prosjektet er inndelt i tre basert på tre kapitler i Campbells bok. Vi begynner med delen som omhandler kapittel 12. Der skulle vi løse Problemene 12.5 og 12.6 i boken.

Problem 12.5

Vi skal her vise at $F_2^{eN} = \frac{1}{2}(Q_u^2 + Q_d^2) F_2^{\nu N}$

Her har vi da elektronet på venstre side og nøytrino på høyre side. Da tenker jeg altså på Parton funksjonen for dem.

Vi finner først $F_2^{\nu N}$ som blir

$$\underline{F_2^{\nu N} = x(u + d + \bar{u} + \bar{d})} \quad \text{(fra pensumboken)}$$

Så finner vi F_2^{eN} som blir

$$F_2^{eN} = \frac{1}{2}(F_2^{ep} + F_2^{en}) = x\left(\left(\frac{4}{9}(u+\bar{u}) + \left(\frac{1}{9}(d + \bar{d}\right)\right) + x\left(\frac{4}{9}(d+\bar{d}) + \frac{1}{9}(u+\bar{u})\right)$$

$$\underline{F_2^{eN} = \frac{5x}{9}\cdot\frac{1}{2}(u+\bar{u}+d+\bar{d})}$$

Så regner vi ut leddet $(Q_u^2 + Q_d^2)\cdot\frac{1}{2}$.

$$\frac{1}{2}\left(\left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2\right) = \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{4}{9}+\frac{1}{9}\right) = \underline{\frac{1}{2}\cdot\frac{5}{9}}$$

$$F = \frac{2}{9}\,5x + \frac{5}{18} \times (u + w + d + d)$$

$$F = \frac{2}{9}\,5x + \frac{5}{18}\,vN$$

$$F = \frac{5}{18}\,vN + \frac{2}{9}\,5x$$

$$\times (u + w + d + d)$$

Så hva gir dette oss? Svaret er da:

$$\frac{5x}{18}(u+\bar{u}+d+\bar{d}) = \frac{5x}{18}(u+\bar{u}+d+\bar{d})$$

Altså stemmer det. Bør også påpekes at verdiene for F_2^{ep} og F_2^{en} kommer fra innlevering 2. Så om feil bør sensor oppsøke den (ved framgangsmåte)

Så følger andre del av denne oppgaven.

$$\frac{F_2^{eN}}{F_2^{\nu N}} = \frac{\frac{5x}{18}(u+\bar{u}+d+\bar{d})}{x(u+\bar{u}+d+\bar{d})} = \underline{\frac{5}{18}}$$

$\simeq 0,2778$ som er innenfor $0,29-0,02$
$= \underline{0,27}$

Problem 12.6

F_2^{eN} med strangekvark er:

$$F_2^{eN} = \frac{1}{2}\left(F_2^{ep} + F_2^{en}\right) = \left(x\left(\frac{4}{9}(u+\bar{u}) + \frac{1}{9}(d+\bar{d}+s+\bar{s})\right)\right.$$

$$\left.+x\left(\frac{4}{9}(d+\bar{d}) + \frac{1}{9}(u+\bar{u}+s+\bar{s})\right)\right)/2$$

Med $s=\bar{s}$ altså. Noe som gir uttrykket på neste side $\longrightarrow$

$$F_2^{eN} = \frac{\left(\frac{2}{9}\, x(s+\bar{s}) + \frac{5}{9}\, x(u+\bar{u}+d+\bar{d})\right)}{2}$$

$$F_2^{eN} = \frac{1}{9} \times (s+\bar{s}) + \frac{5}{18} \times (u+\bar{u}+d+\bar{d})$$

Dette er da en kombinasjon av valens og strange kvarker. Vi antar så $\bar{u} = \bar{d}$. Det gir

$$F_2^{ep} - F_2^{en} = \frac{1}{3} \times (u_v - d_v)$$

som er en ren valensfordeling. Med $s = \bar{s}$ får vi da

$$F_2^{eN} = \frac{5}{18} F_2^{\nu N} - \frac{1}{3} xs$$

Dette gir oss da

$$-\frac{1}{3} \times s = F_2^{eN} - \frac{5}{18} F_2^{\nu N}$$

$$\underline{\underline{xs = \frac{5}{6} F_2^{\nu N} - 3 F_2^{eN}}}$$

Så går vi over til kapittel 13. Dette kapittelet omhandler nøytrinoer og nøytrino oscillasjoner. Intensjonen er at vi skal løse Problemene 13.7 og 13.8.

Problem 13.7

I denne oppgaven skal vi bruke data på figur 13.20 til å oppnå estimater for $\sin^2(2\theta_{12})$ og $|\Delta m_{21}^2|$.

Her har vi da en ligning å forholde oss til

$$P(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e) = 1 - \cos^4(\theta_{13}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_{\bar{\nu}}}\right) - \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{32}^2 L}{4E_{\bar{\nu}}}\right)$$

Etter å ha lest en del rapporter om dette spesifikke eksperimentet kom jeg fram til følgende relevant informasjon som kan hjelpe til med å oppklare problemstillingen.

$$\phi_2 - \phi_1 = \frac{\Delta m_{21}^2 L}{2E}$$

Her ser vi på figur 13.20 igjen. Der er et minpunkt ved ca. $L/E \approx 30$ km og

13.8 I denne oppgaven ser vi på $\sin(2\theta_{23})$ og Δm^2_{32}. Denne gangen er det snakk om MINOS detektoren, men vi bruker samme metode som på forrige. Her er da også distansen fastsatt som $L = 735$ km.

Så husker vi fra pensumboken at ved MINOS-eksperimenter, når vi ikke brukt data fra nær-detektoren. Det gir oss da:

$$P(\nu_\mu \to \nu_\mu) \approx 1 - A\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{32} L}{4 E_\nu}\right)$$

hvor da vi ser bort fra A-leddet

Fra grafen finner vi at $P = 0,1$ når $E_\nu =$ 1,5 GeV. Det gir oss da:

$$0,1 = 1 - \sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{32} \cdot 735 \text{ km}}{4 \cdot 1,5 \text{ GeV}}\right)$$

$$-0,9 = -\sin^2\left(\frac{\Delta m^2_{32} \cdot 735}{4 \cdot 1,5}\right)$$

$$71,57 = \frac{\Delta m^2_{32} \cdot 735}{4 \cdot 1,5}$$

$$\Delta m^2_{32} = \underline{\underline{0,584}} \text{ GeV/km}$$

ved $L/E \approx 50$ km. Dette gir oss da ved

$$\frac{\pi}{2} = \frac{\Delta m_{21}^2}{2} \cdot 35\,000 \text{ km GeV}^{-1}$$

toppen $L/E \approx 35$ km

$$\Delta m_{21}^2 \approx \underline{\underline{8{,}98 \cdot 10^{-5}\,eV^2}}$$

Så ser vi på vinkelen θ_{21}, også omtalt som solar nøytrino vinkel i faglitteraturen. Her har vi en ny ligning å forholde oss til:

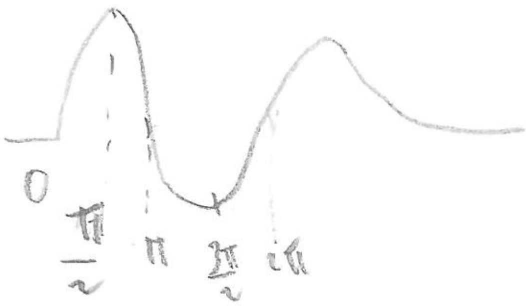
$$P_{solar}(\bar{\nu}_e \to \bar{\nu}_e) = c_{13}^4 \cdot \sin^2(2\theta_{12})$$

Her er da θ_{13} gjeldende for svært korte distanser, rundt 1 km. Vi setter da denne verdien lik 1, eller ser bort fra den. Jeg ser da på L/E lik 80 km. Der er sannsynligheten 0,60.

Det gir oss

$$0{,}60 = \sin^2(2\theta_{12}) \Rightarrow \theta_{12} \approx \underline{\underline{33{,}2^\circ}}$$

Fasen i grafen gjorde jeg slik



Så finner vi vinkelen $\sin(2\theta_{23})$. Her ser vi da på ligningen vi har ovenfor igjen.

$$0{,}1 = 1 - \sin^2(2\theta_{23})\cos^4(\theta_{13}) \cdot \sin^2\left(\frac{0{,}584 \cdot 735}{4 \cdot 1{,}5}\right)$$

$$-0{,}9 = -\sin^2(2\theta_{23}) \cdot \cos^4(10) \cdot 0{,}9$$

$$1 = 0{,}94 \cdot \sin^2(2\theta_{23})$$

Her kan vi da se bort fra 0,94 ettersom vi så bort fra nær detektor-bidraget. Da får vi

$$\theta_{23} = \frac{90}{2} = \underline{\underline{45^\circ}}$$

Avsluttningsvis følger mitt svar på den første delen av oppgaven, nemlig det fra kapittel 11 og som omhandler den svake interaksjonen.

Problem 1

Meningen er at vi skal finne ladet pion decay rate Γ gjennom å bruke trace formalisme. Vi starter med å lage et matrise element, M_{fi} og sammenligner med svaret i pensumboken på slutten.

Først setter vi $g = 8_{\pi} G_F$ slik at vertex-faktoren er $-g k_\mu \gamma^\mu (1-\gamma^5)$

Vi bruker fra første innlevering at $k_\mu \gamma^\mu = \not{k}$ som også er momentet representert ved p_3 og p_4.

Det gir

$$M_{fi} = -g \bar{u}_3 \not{k} (1-\gamma^5) v_4$$

som etter en del bruk av forskjellige regler blir til

$$T = -ig m_\mu \bar{u}_3 (1-\gamma^5) v_4$$

som også kan omskrives som

$$|T^2| = 4g^2 m_w^2 \cdot \left(-(P_3+P_4)^2 + P_3^2 + P_4^2\right)$$

Dette er da det samme som

$$|T^2| = 4g^2 m_w^2 \left(-(k^2) + P_3^2 + P_4^2\right)$$

hvor k er momentet. og lik m_π^2, mens $P_3^2 = m_\pi^2$. Skriver u (muon) istedenfor l = lepton i boken. Da får vi

$$|T^2| = 4g^2 m_w^2 \left(-m_w^2 + m_\pi^2\right)$$

Fra før har vi at decayraten er gitt av

$$\Gamma = \frac{|T^2|\,|P_3|}{8\pi m_\pi^2} \quad \text{og} \quad |P_3| = \frac{(m_\pi^2 - m_w^2)}{2m_\pi^2}$$

Og vi får svaret

$$\Gamma = \frac{4g^2 m_w^2 (m_\pi^2 - m_w^2)\cdot(m_\pi^2 - m_w^2)}{8\pi m_\pi^2 \cdot 2m_\pi^2}$$

$$\Gamma = \frac{4g^2 m_w^2}{4\pi m_\pi^3} \cdot \left(m_w (m_\pi^2 - m_w^2)\right)^2$$

Og dets komplekse konjugat er da

$$\bar{T} = +ig\, m_w\, \bar{v}_4 (1+\gamma^5) u_3$$

Det gir

$$T^2 = g^2 m_w^2 \,\mathrm{Tr}\left(u_3 \bar{u}_3 (1-\gamma^5) v_4 \bar{v}_4 (1+\gamma^5)\right)$$

Da har vi begynt på trace-formalismen og følger da oppsettet i innlevering 1 for å få

$$= g^2 m_w^2 \,\mathrm{Tr}\left(\not{p}_3 (1-\gamma^5) \not{p}_4 (1+\gamma^5)\right)$$

Så bruker vi en annen trace-regel til å få

$$|T^2| = g^2 m_w^2 \,\mathrm{Tr}\left(\not{p}_3 \not{p}_4 (1+\gamma^5)(1+\gamma^5)\right)$$

$$|T^2| = 2 g^2 m_w^2 \,\mathrm{Tr}\left(\not{p}_3 \not{p}_4 (1+\gamma^5)\right)$$

$$= 2 g^2 m_w^2 \,\mathrm{Tr}(\not{p}_3 \not{p}_4)$$

Så må vi da omdanne dette som på vanlig måte. $\mathrm{tr}(\not{a}\not{b}) = 4(ab)$

$$|T^2| = 2 g^2 m_w^2 (4\, p_3 p_4)$$

Problem 2 Så skal vi kalkulere ratioen:

$$\frac{\Gamma(\pi^- \to e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \left(\frac{m_e(m_\pi^2 - m_e^2)}{m_\mu(m_\pi^2 - m_\mu^2)}\right)^2$$

Dette er gjort i pensum også på side 303.

$m_e = 0{,}511\ \mathrm{MeV}/c^2$, $m_\mu = 105{,}66\ \mathrm{MeV}/c^2$

$m_\pi = 139{,}570\ \mathrm{MeV}/c^2$

$$\text{Ratio} = \left(\frac{0{,}511(139{,}570^2 - 0{,}511^2)}{105{,}66(139{,}57^2 - 105{,}66^2)}\right)^2$$

$\text{Ratio} = \underline{\underline{1{,}28 \cdot 10^{-4}}}$ som stemmer bra overens med eksperimentelle verdier

Så gjør vi det samme for Kaon.

$m_K = 493{,}677\ \mathrm{MeV}/c^2$.

$$\frac{\Gamma(K^- \to e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(K^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \left(\frac{(m_e(m_K^2 - m_e^2)}{(m_\mu(m_K^2 - m_\mu)}\right)^2$$

$$= \left(\frac{0,511 (493,677^2 - 0,511^2)}{105,66 (493,677^2 - 105,66^2)} \right)^2$$

$$= \underline{\underline{2,569 \cdot 10^{-5}}}$$ er ratioen

Problem 3

I denne oppgaven skal vi forklare at ladnings konjugasjonen (C) og paritet (P) symmetrier er ødelagt av denne svake interaksjonsdecayet.

Når vi ser på pariteten, så ser vi at vertex'en til matrisen fra Problem 1 er annerledes laget sammenlignet med QED og QCD. Det inneholder et ledd $(1 - \gamma^5)$ og har ikke spinnevektor strøm på formen $j^\mu = \bar{u}(\bar{p}) \gamma^\mu u(p)$, som er et implisitt krav for paritet.

C er brutt som en følge av den V-A kirale strukturen til svakt henfall.

Det siste punktet vi skal se på er kombinert CP. I følge penrm kan den kombinerte effekten av CP bevare symmetrien i svake interaksjoner

Problem 4

Det eneste den utskriftingen gjør er å vise at paritet blir ødelagt i alle V-A interaksjoner fremfor bare et fåtall av dem. Det er det parameteriseringen gjør.

V-A interaksjonen kommer av at det blir paritetsbrudd på grunn av at vektor og aksialstrømmene ikke er like. Dette blir da også bekreftet av ratioene ovenfor