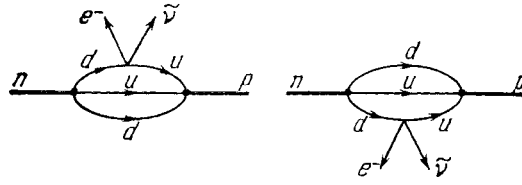


3. Semileptónové rozpady baryónov ($B \rightarrow B' l \nu$).



Obr. 1 : Slabé semileptónové prechody baryónov (p, n).

Pre amplitúdu procesu platí vzťah **prúd $\times$ prúd** (2.17). Hadrónovú časť amplitúdy je treba konštruovať z prenesenej hybnosti $q = p_B - p_{B'}$, baryónových spinorov a γ -matic. Z nich je možné vytvoriť 3 nezávislé polárne vektory:

$$\bar{u}(B')\gamma^\mu u(B), \quad \bar{u}(B')\sigma^{\mu\nu}q_\nu u(B) \quad \text{a} \quad \bar{u}(B')u(B)q^\mu$$

a 3 nezávislé axiálne vektory:

$$\bar{u}(B')\gamma^\mu\gamma_5 u(B), \quad \bar{u}(B')\sigma^{\mu\nu}q_\nu\gamma_5 u(B) \quad \text{a} \quad \bar{u}(B')\gamma_5 u(B)q^\mu$$

Najvšeobecnejšia forma hadrónovej časti amplitúdy slabých interakcií s nabitými prúdmi je:

$$\begin{aligned} \langle B' | J^\mu | B \rangle = N \bar{u}(B') & \left[f_1(q^2)\gamma^\mu + if_2(q^2)\sigma^{\mu\nu}q_\nu + f_3(q^2)q^\mu \right. \\ & \left. - g_1(q^2)\gamma^\mu\gamma_5 - ig_2(q^2)\sigma^{\mu\nu}q_\nu\gamma_5 - g_3(q^2)\gamma_5 q^\mu \right] u(B) \end{aligned} \quad (3.1)$$

kde $f_{1,2,3}$ a $g_{1,2,3}$ sú formfaktory.

Množstvo formfaktorov v (3.1) je možné zredukovať a poukázať na ich vzťah k elektromagnetickým formfaktorom.

Hypotéza zachovávajúceho sa vektorového prúdu

Uvažujme maticový element prechodu vyvolaného elektromagnetickým prúdom J_{em}^μ medzi 2 stavmi protónu $|p, s\rangle$ a $|p', s'\rangle$ - vo všeobecnosti je daný výrazom:

$$J_p^\mu = \langle p', s' | J_{em}^\mu | p, s \rangle = e^{i(p'-p)x} \bar{u}_p(p', s') \left[C_p(q^2)\gamma^\mu + iM_p(q^2)\sigma^{\mu\nu}q_\nu + F_{3p}(q^2)q^\mu \right] u_p(p, s) \quad (3.2)$$

kde C_p , M_p a F_{3p} sú formfaktory. Je možné ukázať, že z T-invariantnosti amplitúdy vyplýva reálnosť formfaktorov. Zo zachovania elektromagnetického prúdu $\partial_\mu J^\mu = 0$ (alebo $q_\mu J^\mu = 0$) vyplýva:

$$0 = \bar{u}' \left[G_p(q^2)(\hat{p}' - \hat{p}) - iM_p(q^2)\sigma^{\mu\nu}q_\mu q_\nu - F_{3p}(q^2)q^2 \right] u$$

avšak

$$\bar{u}'(\hat{p}' - \hat{p})u = (m_p - m_p)\bar{u}'u = 0 \quad \text{okrem toho} \quad \sigma^{\mu\nu}q_\mu q_\nu = 0$$

lebo $\sigma^{\mu\nu}$ je antisymetrický tenzor. Teda musí platiť:

$$F_{3p}(q^2)q^2 = 0 \Rightarrow F_{3p}(q^2) = 0 \quad (3.3)$$

Teda pre uvedený element prechodu platí:

$$J_p^\mu = e^{i(p'-p)x} \bar{u}_p(p', s') \left[C_p(q^2)\gamma^\mu + iM_p(q^2)\sigma^{\mu\nu}q_\nu \right] u_p(p, s) \quad (3.4)$$

V limite $q^2 \rightarrow 0$ je protón bodový a má náboj $+|e|$, teda $C_p(0) = 0$, C_p dáva vklad aj v normálny magnetický moment protónu $\mu_0 = eh/(2m_p c)$. Avšak magnetický moment protónu je $2.79\mu_0$. Pritom M_p práve anomálny magnetický moment protónu: $M_p(0) = 1.79\mu_0$.

Poznámka. Použitie Gordonovho rozvoja pre bodovú časticu:

$$e\bar{u}\gamma^\mu u = e\bar{u}\left(\frac{(p' + p)^\mu}{2m} - i\frac{\sigma^{\mu\nu}q_\nu}{2m}\right)u \quad (3.5)$$

nám ukazuje, že bodová častica interaguje prostredníctvom náboja (prvý člen v (3.5)) a prostredníctvom magnetického momentu (2. člen v (3.5)). Druhý člen v (3.4) preto predstavuje dodatočný tzv. **anomálny magnetický moment**.

Analogicky je možné skonštruovať element prechodu el-mag prúdu medzi 2 stavmi neutrónu:

$$J_n^\mu = \langle p', s' | J_{em}^\mu | p, s \rangle = e^{-iqx} \bar{u}_n(p', s') \left[C_n(q^2)\gamma^\mu + iM_n(q^2)\sigma^{\mu\nu}q_\nu \right] u_n(p, s) \quad (3.6)$$

Pritom v analogii s diskusiou za (3.4):

$C_n(0) = 0$ (neutrón má nulový náboj) a $M_n(0) = -1.91\mu_0$ - neutrón má iba anomálny magnetický moment.

Ak sa dívame na n a p ako na komponenty nukleónového izodubletu zodpovedajúce izospinovým projekciám $-1/2$ a $+1/2$:

$$u_p = \frac{1}{2}(1 + \tau_3)u \quad u_n = \frac{1}{2}(1 - \tau_3)u$$

potom element prechodu el-mag prúdu medzi 2 stavmi nukleónu (superpozícia p a n) je daný sumou $J_p^\mu + J_n^\mu$:

$$J_N^\mu = e^{-iqx} \bar{u}' \left\{ \underbrace{\frac{1}{2} [C^{(0)}(q^2) \gamma^\mu + iM^{(0)}(q^2) \sigma^{\mu\nu} q_\nu]}_{\text{izoskalár}} + \underbrace{[C^{(1)}(q^2) \gamma^\mu + iM^{(1)}(q^2) \sigma^{\mu\nu} q_\nu]}_{\text{Izovektor}} t_3 \right\} u \quad (3.7)$$

kde

$$\begin{aligned} C^{(0)}(q^2) &= C_p(q^2) + C_n(q^2) & C^{(1)}(q^2) &= C_p(q^2) - C_n(q^2) \\ M^{(0)}(q^2) &= M_p(q^2) + M_n(q^2) & M^{(1)}(q^2) &= M_p(q^2) - M_n(q^2) \end{aligned}$$

sú izoskalárne a izovektorové formfaktory.

Z SM (uvažujeme elektroslabú interakciu), ak sa obmedzíme na prvé pokolenie

kvarkov $\Psi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, pre elektromagnetický prúd a nabité prúdy platí:

$$J_{em}^\mu = \bar{\Psi} Q \gamma^\mu \Psi = \bar{\Psi} \left(\frac{Y}{2} + t_3 \right) \gamma^\mu \Psi \quad \text{a} \quad J_\pm^\mu = \bar{\Psi} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) t_\pm \Psi \quad (3.8)$$

kde Q je náboj v $[e]$, Y je hypernáboj a t_3 a $t_\pm$ sú izospinové operátory

($t_\pm = \frac{1}{2} \tau_\pm$, $t_3 = \frac{1}{2} \tau_3$).

Z vyjadrenia (3.8) je vidieť, že v dôsledku $SU(2)$ invariantnosti EW-interakcie, **vektorové časti slabých nabitých prúdov a izovektorová časť elektromagnetického prúdu vytvárajú izotriplet zachovávajúcich sa prúdov**. Teda pri izospinových $SU(2)$ transformáciách sa uvedené komponenty transformujú cez „seba“ (môžu prechádzať jedna v druhú), preto musia mať rovnakú štruktúru, ak EW-interakcie vykazujú $SU(2)$. Ak si zoberieme vektorovú časť slabého nabitého prúdu medzi stavmi protónu a neutrónu, dostaneme:

$$\langle p | V^\mu | n \rangle = \cos \theta_1 e^{iqx} \bar{u}' \left[f_1(q^2) \gamma^\mu + i f_2(q^2) \sigma^{\mu\nu} q_\nu + f_3(q^2) q^\mu \right] t_+ u \quad (3.9)$$

Avšak komponenta (3.9) a izovektorová komponenta elektromagnetického prúdu (3.7) patria do toho istého izotripletu, preto musia mať rovnakú štruktúru. Vo všeobecnosti možno vysloviť **hypotézu CVC** (Conservation of Vector Current):

Formfaktory slabého vektorového prúdu (f_1, f_2, f_3) musia byť totožné s formfaktormi izovektorového elektromagnetického prúdu, lebo $V^\mu, V^{\mu+}$ a J_{em}^μ vytvárajú izotriplet:

$$f_1(q^2) = C^{(1)}(q^2), \quad f_2(q^2) = M^{(1)}(q^2), \quad f_3(q^2) = 0 \quad (3.10)$$

V limite $q^2 \rightarrow 0$ je $f_1(0) = 1$. Je to vektorová konštanta väzby jadrového β -rozpadu C_V .

To, že $C_V = 1$ a že **je rovnaké** pre **slabé hadrónové** i čisto **leptónové rozpad** je potvrdené experimentom.

Piónový β -rozpad.

Uvažujme rozpad $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$. Maticový element prúdu J_{em}^μ medzi 2 stavmi π^+ :

$$M_{em}^\mu = \langle \pi^+(k') | J_{em}^\mu(x) | \pi^+(k) \rangle = [F_1(q^2) p^\mu + F_2(q^2) q^\mu] \exp(-iqx) \quad 3.11$$

Kde

$$p^\mu = k'^\mu + k^\mu \text{ a } q^\mu = k'^\mu - k^\mu$$

Z rovnice kontinuity ($\partial_\mu J_{em}^\mu(x) = 0$) dostávame:

$$F_1(q^2) q_\mu p^\mu + F_2(q^2) q^2 \Rightarrow F_1(q^2)(k'^2 - k^2) + F_2(q^2) q^2 = 0 \quad 3.12$$

Z 3.12 a z toho, že $k'^2 = k^2 = m_\pi^2$ vyplýva: $F_2(q^2) = 0$. Ak zavedieme 3-

komponentné izospinory φ' a φ pre pióny ($\pi^+ \pi^0 \pi^-$) počiatocného a konečného stavu a maticu I_3 :

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1(k) \\ \varphi_0(k) \\ \varphi_{-1}(k) \end{pmatrix} \exp(-iqx) \quad I_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad 3.13$$

Pre element prechodu medzi 2 stavmi π^+ máme

$$M_{em}^\mu = F_1(q^2)(k'^\mu + k^\mu) [\varphi'^+ I_3 \varphi] \exp(-iqx) \quad 3.14$$

V súlade s hypotézou CVC pre hadrónovú časť amplitúdy piónového β -rozpadu dostávame:

$$M_\pi^\mu = \cos \theta_1 F_1(q^2)(k'^\mu + k^\mu) [\varphi'^+ I_- \varphi] \exp(-iqx) \quad 3.15$$

kde

$$I_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{2} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix} \quad 3.16$$

Odovzdaná hybnosť v rozpade $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ je malá ($\Delta = m_{\pi^+} - m_{\pi^0} = 4.60$

MeV/c^2), preto môžeme zobrať limitu $\lim_{q^2 \rightarrow 0} F_1(q^2) = 1$ (π^+ má jednotkový náboj). Pre

amplitúdu procesu potom dostávame:

$$M(\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos \theta_1 \sqrt{2} F_1(q^2)(k'^\mu + k^\mu) \bar{u}_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_e \quad 3.17$$

V pokojovej sústave π^+ ($k^\mu = (m_\pi, 0, 0, 0)$) je možné zanedbať kinetickú energiu π^0 , nakoľko $\Delta \ll m_{\pi^0}$. A (3.17) prechádza na :

$$M(\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e) = 2G_F \cos \theta_1 m_\pi F_1(q^2) \bar{u}_\nu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_e \quad 3.18$$

Takáto amplitúda vedie k nasledovnej celkovej pravdepodobnosti rozpadu:

$$W = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_1 \Delta^5}{30\pi^3} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{\Delta}{m_{\pi^+}} \frac{5m_e^2}{\Delta^2} + \dots \right) \quad 3.19$$

Čo vedie k teoretickej hodnote $W_{teor} = 0.393 \text{ s}^{-1}$, ktorá je vo veľmi dobrej zhode s experimentom: $W_{exp} = 0.38 \pm 0.03 \text{ s}^{-1}$.

G –parita

Transformácia **G-inverzie** je kombináciou

- **nábojovej konjugácie** C a
- **izospinovej rotácie** na uhol π voči osi I_2

Teda

$$G = C \cdot \exp(i\pi I_2) \quad (3.20)$$

Experiment dáva, že **silná interakcia je invariantná voči C i izospinovým rotáciám**.

Je dôležité vedieť ako sa transformujú jednotlivé členy hadrónového prúdu (3.1) pri G -inverzii. Keďže pri rotácii o uhol π okolo osi I_2 sa tieto členy transformujú rovnako ako izovektory – stačí nám uvažovať ako sa transformujú voči nábojovej konjugácii C .

Operácia nábojovej konjugácie. Táto operácia spočíva v zámene častíc na antičastice a naopak. Dirakovský spinor (viď doplnok D) sa pri C transformuje nasledovne:

$$\psi \xrightarrow{C} \psi_C = i\gamma^2 \gamma^0 \bar{\psi}^T \quad (3.21)$$

Ak F je matica 4×4 , potom pre bilineárnu formu $\bar{u}_b F u_a$ pri C -operácii platí:

$$\bar{u}_b F u_a \xrightarrow{C} \bar{u}_a (\gamma^0 \gamma^2 F \gamma^2 \gamma^0) u_b \quad (3.22)$$

Stačí si uvedomiť, že

$$\bar{u} \xrightarrow{C} \bar{u}_C = u^T i\gamma^2 \gamma^0 \quad (3.23)$$

$$(\bar{\psi} \xrightarrow{C} \bar{\psi}_C = \psi_C^\dagger \gamma^0 = (i\gamma^2 \gamma^0 (\psi^\dagger \gamma^0)^T)^\dagger \gamma^0 = (i\gamma^2 \psi^*)^\dagger \gamma^0 = -\psi^T i\gamma^0 \gamma^2)$$

Pri C -transformácii pre jednotlivé členy amplitúdu $\langle B' | J^\mu | B \rangle$ (3.1) platí:

$$\begin{aligned}\bar{u}_p u_n &\xrightarrow{C} -\bar{u}_n u_p & (f_3) \\ \bar{u}_p \gamma_5 u_n &\xrightarrow{C} -\bar{u}_n \gamma_5 u_p & (g_3) \\ \bar{u}_p \gamma^\mu \gamma_5 u_n &\xrightarrow{C} -\bar{u}_n \gamma^\mu \gamma_5 u_p & (g_1)\end{aligned}\quad (3.24)$$

zatiaľčo

$$\begin{aligned}\bar{u}_p \gamma^\mu u_n &\xrightarrow{C} \bar{u}_n \gamma^\mu u_p & (f_1) \\ \bar{u}_p \sigma^{\mu\nu} u_n &\xrightarrow{C} \bar{u}_n \sigma^{\mu\nu} u_p & (f_2) \\ \bar{u}_p \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 u_n &\xrightarrow{C} \bar{u}_n \sigma^{\mu\nu} \gamma_5 u_p & (g_2)\end{aligned}\quad (3.25)$$

Teda 2 z 3 vektorových členov ($\sim f_1$ a f_2) sa pri G -transformáciách transformujú rovnako a člen s f_3 sa transformuje s opačným znamienkom. Ďalej členy s g_1 a g_3 sa transformujú rovnako a člen s g_2 sa transformuje s opačným znamienkom.

V neprítomnosti silných interakcií mali by sme iba členy s f_1 a g_1 . Ostatné členy v hadrónovom toku sú dôsledkom silných interakcií. Avšak silné interakcie sú G -invariantné a z požiadavky G -invariantnosti je možné očakávať, že f_3 a g_2 sú rovné 0. To, že $f_3=0$ sme ukázali použitím hypotézy CVC . Tá skutočnosť, že axiálny tok sa nezachováva nám však neumožňuje prísť k záveru, že $g_2=0$. Je však možné ukázať, že $g_2 \neq 0$ by bolo v rozpore so štandardným modelom a navyše experiment je v dobrej zhode s $g_2=0$.

Hypotéza čiastočného zachovania sa axiálneho prúdu.

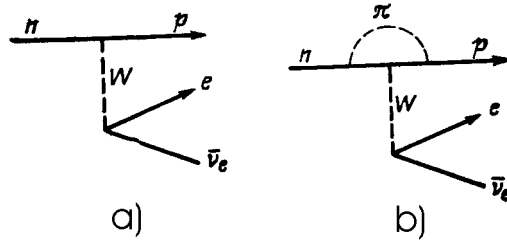
Ak $g_2 = 0$, potom vklad axiálne vektorového prúdu k maticovému elementu

β -rozpadu neutrónu má tvar:

$$\langle p | A_0^{\mu+} | n \rangle = -\cos \theta_1 \exp(-ipx) \bar{u}(p) [g_1(q^2) \gamma^\mu \gamma_5 + g_3(q^2) q^\mu \gamma_5] u(n) \quad (3.26)$$

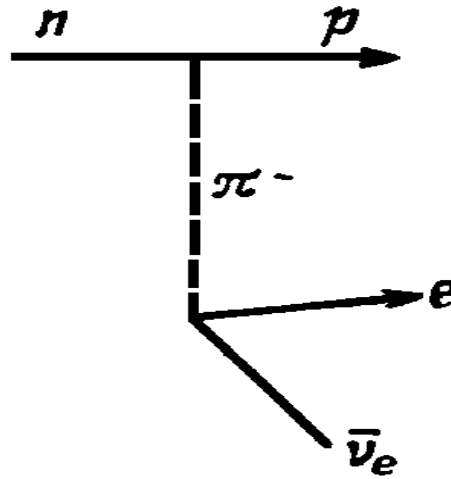
Skúmame rozpad holého neutrónu (ignorujeme jeho kvarkovú štruktúru). Rozpadu holého neutrónu zodpovedá diagram na obr.3a, ktorý dáva vklad:

$-\bar{u}(p) g_1(q^2) \gamma^\mu \gamma_5 u(n)$, k tomu je potrebné pripočítať piónové korekcie k vertexu



Obr.3: rozpad holého neutrónu a piónové korekcie.

interakcie (obr. 3b). Ich celkový vklad (včítane korekcií vyšších rádov) nepoznáme, vieme však, že dajú vklad v $g_1(q^2)$. Okrem toho však existuje aj diagram odpovedajúci jedno-piónovej výmene a s ním spojené korekcie vyšších rádov (obr.4).



Obr.4: Jedno-piónová výmena.

V súlade s Feynmannovými pravidlami platí:

$$A = (\text{vertex } n \rightarrow p\pi^-) \times (\text{propag. } \pi^-) \times (\text{vertex } \pi^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e) \quad (3.27)$$

Pritom

$$(\text{vertex } n \rightarrow p\pi^-) = ig_0 \sqrt{2} \bar{u}(p) \gamma_5 u(n) \quad (3.28)$$

kde g_0 je fyzikálna pión–nukleónová konštanta väzby (vyžiarený pión je pseudo-skalárna častica, preto vertex obsahuje iba γ_5 – vektorovej častici zodpovedá γ_μ)

$$(\text{vertex } \pi^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e) = \cos\theta_1 \frac{G_F}{\sqrt{2}} i f_\pi q_\mu L^\mu \quad (3.29)$$

kde $L^\mu = \bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu_e$. Po dosadení do (3.27) máme:

$$A = -\cos\theta_1 \frac{G_F}{\sqrt{2}} i f_\pi g_0 \sqrt{2} \frac{1}{q^2 - m_\pi^2} \bar{u}(p) q^\mu \gamma_5 u(n) L_\mu \quad (3.30)$$

Je evidentné, že príspevok (3.30) dá vklad v člen g_3 výrazu (3.26) a ak by sme započítali aj iné vertexové korekcie, mohli by sme napísať

$$g_3(q^2) = -F(q^2) f_\pi g_0 \sqrt{2} / (q^2 - m_\pi^2) \quad (3.31)$$

kde $F(q^2)$ je hladká funkcia q^2 , pričom $F(q^2 = m_\pi^2) = 1$, lebo g_0 je fyzikálna nukleón – piónová konštanta. Diagramy mnoho-piónovej výmeny dávali by doplnkové korekcie k (3.31) - ak ich neuvažujeme, potom vklad axiálne vektorového prúdu k maticovému elementu β -rozpadu neutrónu máme

$$\langle p | A_0^{\mu+} | n \rangle = -\cos \theta_1 \exp(-i(p_p - p_n)x) \bar{u}(p) \left[g_1(q^2) \gamma^\mu - \frac{f_\pi g_0 \sqrt{2}}{q^2 - m_\pi^2} F(q^2) q^\mu \right] \gamma_5 u(n) \quad (3.32)$$

Axiálny prúd sa nezachováva, ináč by z

$$\langle 0 | A_0^{\mu+} | \pi^- \rangle = i \cos \theta_1 f_\pi q^\mu \exp(-iqx) \quad (3.33)$$

by vyplývalo:

$$0 = \langle 0 | \partial_\mu A_0^{\mu+} | \pi^- \rangle = i \cos \theta_1 f_\pi m_\pi^2 \exp(-iqx) \quad (3.34)$$

Čo však možné nie je možné nakoľko hmotnosť piónu je nenulová a $f_\pi \neq 0$ (pión sa reálne rozpadá). Avšak hmotnosť piónu je podstatne menšia ako hmotnosť nukleónu $m_\pi \ll m_N$, preto axiálny prúd sa približne zachováva, t.j zachováva sa v limite, keď $m_\pi \rightarrow 0$. Toto tvrdenie sa nazýva **hypotézou čiastočného zachovania axiálneho prúdu:**

$$\lim_{m_\pi \rightarrow 0} \partial_\mu A_0^\mu(x) = 0 \quad (3.35)$$

Ak vypočítame 4-divergenciu z (3.32), dostaneme

$$0 = \lim_{m_\pi \rightarrow 0} \bar{u}(p) \left[g_1(q^2) (m_p + m_n) - \frac{f_\pi g_0 \sqrt{2}}{q^2 - m_\pi^2} F(q^2) q^2 \right] \gamma_5 u(n) \quad (3.36)$$

Keďže $F(q^2)$ je slabo-meniaca sa funkcia q^2 , pričom $F(q^2 = m_\pi^2) = 1$, môžeme ju extrapolovať k bodu $q^2 = 0$: $F(0) = 1$.

Tým z (3.36) dostávame **Goldbergerov- Treimanov vzťah:**

$$C_A = g_1(0) \approx \frac{f_\pi g_0 \sqrt{2}}{m_p + m_n} \approx \frac{f_\pi g_0}{\sqrt{2} m_p} \quad (3.37)$$

Dodatok D. Nábojová konjugácia.

DR pre elektrón (náboj $-e$) v elektromagnetickom poli:

$$\left[\gamma^\mu (i\partial_\mu + eA_\mu) - m \right] \psi = 0 \quad \text{D.1}$$

DR pre pozitron (náboj $+e$) v elektromagnetickom poli je

$$\left[\gamma^\mu (i\partial_\mu - eA_\mu) - m \right] \psi_c = 0 \quad \text{D.2}$$

Aký je vzťah medzi ψ a ψ_c ? Združme komplexne D.1:

$$-\left[\gamma^{\mu*} (i\partial_\mu - eA_\mu) - m \right] \psi^* = 0 \quad \text{D.3}$$

Je treba nájsť maticu $C\gamma^0$ takú, že:

$$-(C\gamma^0)\gamma^{\mu*} = \gamma^\mu (C\gamma^0) \quad \text{D.4}$$

Po aplikácii $C\gamma^0$ na D.3 dostávame:

$$\left[\gamma^\mu (i\partial_\mu - eA_\mu) - m \right] C\gamma^0\psi^* = 0 \quad \text{D.5}$$

Teda

$$\psi_c = C\gamma^0\psi^* = C(\gamma^0)^T (\psi^+)^T = C(\psi^+\gamma^0)^T = C\bar{\psi}^T \quad \text{D.6}$$

Priamym výpočtom je možné sa presvedčiť, že

$$C\gamma^0 = i\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow C = i\gamma^2\gamma^0 \quad \text{D.7}$$