

Funkcje odpowiedzi dla CCQE i wiązek MiniBooNE (cz. I)

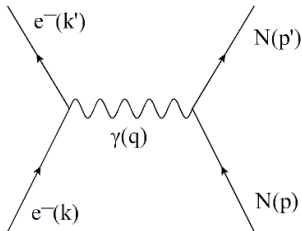
Marcin Gonera

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski

23.05.2011

Oddziaływanie EM - Rozpraszanie elastyczne elektron-nukleon

Foton opisany jest przez $q^\mu = (\omega, \vec{q})$. Dla fotonu wirtualnego zmienne te są **niezależne** (muszą tylko spełniać $\vec{q}^2 - \omega^2 > 0$). Foton rzeczywisty jest ograniczony do $\vec{q}^2 = \omega^2$. Dlatego próbkowanie jądra fotonem wirtualnym, np. reakcja (e, e') , pozwala uzyskać więcej informacji o strukturze nukleonu niż próbkowanie fotonem rzeczywistym.



$$\langle k' | J_{\text{lept}}^\mu | k \rangle = \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k)$$

$$\langle p' | J_{\text{hadr}}^\mu | p \rangle = \bar{u}(p') \left[F_1(q^2) \gamma^\mu + i \frac{1}{2M} F_2(q^2) \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right] u(p)$$

Element macierzy S oraz amplituda prawdopodobieństwa \mathcal{M} mają postać „prąd-prąd”. Przekrój czynny jest proporcjonalny do kwadratu modułu amplitudy, więc wygodnie jest go zapisać jako zwężenie tensora leptonowego i hadronowego.

$$L_{\mu\nu}^{\text{em}} \equiv m_e^2 \frac{1}{2} \sum_{\text{spiny}} (\bar{u}(k') \gamma_\mu u(k)) (\bar{u}(k') \gamma_\nu u(k))^*$$

$$W^{\mu\nu} \equiv (2\pi)^6 \sum_f \int d\beta_h \frac{1}{2} \sum_{\text{spiny}} \langle p_f | J_{\text{hadr}}^\mu | p \rangle \langle p_f | J_{\text{hadr}}^\nu | p \rangle^* \delta^4(k' + p_f - k - p)$$

p_f oznacza całkowity pęd wszystkich końcowych hadronów.

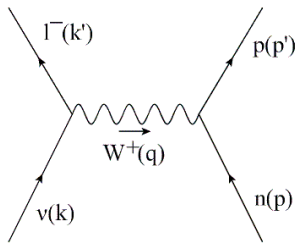
Elektromagnetyczny inkluzywny przekrój czynny można zapisać jako

$$\frac{d^3\sigma^{\text{em}}}{dE' d\Omega'} = (2\pi)^{-2} \frac{e^4}{q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}^{\text{em}} W^{\mu\nu}$$

Wzór został otrzymany dla wysokoenergetycznych leptonów.

CCQE - oddz. kwazielastyczne przez prąd naładowany

Rozważmy rozpraszanie neutrina na swobodnym neutronie $\nu + n \rightarrow l^- + p$.



$$S_{fi} = -\frac{i}{(2\pi)^2} \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle k' | J_\mu^{\text{lept}} | k \rangle \langle p' | J_\mu^{\text{hadr}} | p \rangle \delta^4(k' + p' - k - p)$$

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{G_F}{\sqrt{2}} \langle k' | J_\mu^{\text{lept}} | k \rangle \langle p' | J_\mu^{\text{hadr}} | p \rangle$$

Struktura słabego prądu leptonowego (V-A):

$$\langle k' | J_\mu^{\text{lept}} | k \rangle \sim \bar{u}_l(k') \gamma^\mu (\mathbf{1} - \gamma_5) u_\nu(k)$$

$$L_{\mu\nu}^{\text{CC}} \equiv m_\nu m_l \sum_{\text{spiny}} (\bar{u}(k') \gamma_\mu (\mathbf{1} - \gamma_5) u(k)) (\bar{u}(k') \gamma_\nu (\mathbf{1} - \gamma_5) u(k))^*$$

Chcemy znaleźć inkluzywne przekrój czynny dla niespolaryzowanej tarczy hadronowej. Po podstawieniu amplitudy do ogólnej formuły na różniczkowy przekrój czynny, dla CC otrzymamy

$$\frac{d^3 \sigma^{\text{CC}}}{dE' d\Omega'} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{8\pi^2} \frac{|\vec{k}'|}{E} L_{\mu\nu}^{\text{CC}} W^{\mu\nu}$$

gdzie efektywna stała sprzężenia to stała Fermiego pomnożona przez kąt Cabibbo.

Prąd hadronowy można ogólnie zapisać jako część wektorowa V^μ minus część aksjalna A^μ :

$$\begin{aligned} \langle p' | J_{\text{hadr}}^\mu | p \rangle &= \langle p' | V^\mu - A^\mu | p \rangle = \\ &= \bar{u}_p(p') \left[g_v(q^2) \gamma^\mu + i \frac{1}{2M_N} g_m(q^2) \sigma^{\mu\nu} q_\nu + \right. \\ &\quad \left. + g_a(q^2) \gamma^\mu \gamma_5 + \frac{1}{2M_N} g_p(q^2) q^\mu \gamma_5 \right] u_n(p) \end{aligned}$$

- czynniki postaci g_s i g_t znikają
- M_N jest średnią masą nukleonu

Słabe czynniki postaci

Znamy parametryzację czynników elektromagnetycznych (postać dipolowa).

Hipoteza CVC pozwala związać słabe czynniki wektorowe z elektromagnetycznymi.

$$g_v(Q^2) = \frac{1 + (1 + \xi)Q^2/4M_N^2}{1 + Q^2/4M_N^2} G_{\text{dipol}}(Q^2), \quad g_m(Q^2) = \frac{\xi}{1 + Q^2/4M_N^2} G_{\text{dipol}}(Q^2)$$

gdzie $G_{\text{dipol}}(Q^2) = (1 + Q^2/M_V^2)^{-2}$ oraz $Q^2 \equiv -q^2 \geq 0$.

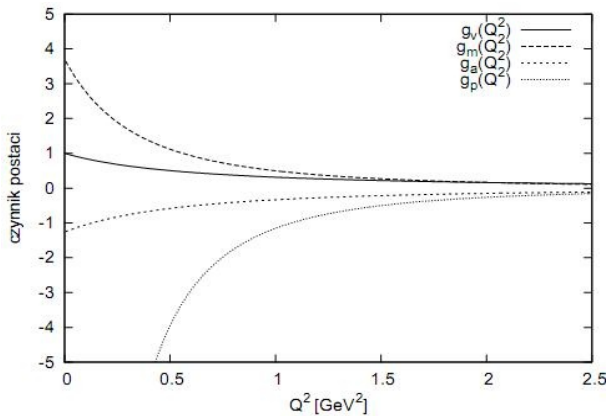
Parametr ξ wyraża się przez momenty magnetyczne nukleonu.

Aksjalny i pseudoskalarny czynnik postaci przewidywane przez hipotezę PCAC:

$$g_a(Q^2) = \frac{g_A}{(1 + Q^2/M_A^2)^2}, \quad g_p(Q^2) = \frac{4M_N^2}{m_\pi^2 + Q^2} g_a(Q^2)$$

Słabe czynniki postaci — parametry

- $\xi = \mu_p - \mu_n - 1 \approx 3.706$
 - $M_V \approx 0.843 \text{ GeV}$
 - masa aksjalna $M_A \approx 1.03 \text{ GeV}$
 - $g_A = g_a(0) \approx -1.26$
 - $M_N = \frac{1}{2}(M_n + M_p) \approx 0.93892 \text{ GeV}$
 - masa pionu naładowanego $m_\pi \approx 0.13957 \text{ GeV}$
-
- masa mionu $m_\mu \approx 105.6584 \text{ MeV}$
 - stała Fermiego $G_F \approx 1.1664 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$
 - kąt Cabibbo (element V_{ud} macierzy CKM) $\cos\theta_c \approx 0.974$
 - z analizy wymiarowej wynika, że wyrażenie na przekrój czynny musi być pomnożone przez stałą konwersji $(\hbar c)^2$ mającą wymiar (powierzchnia)·(energia)²



Słabe czynniki postaci

Funkcje struktury

$$L_{\mu\nu} = 2(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - \eta_{\mu\nu} k k') + h i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} k^\rho k'^\sigma$$
$$L_{\mu\nu}^{\text{em}} = \frac{1}{2}(k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - \eta_{\mu\nu} k k')$$

(h to skrętność; $h = -1$ dla rozpraszania neutrin oraz $h = +1$ dla rozpraszania antyneutrin; wiązka elektronów niespolaryzowana)

Najbardziej ogólna postać tensora hadronowego jest zbudowana z czterowektorów charakteryzujących hadrony (dla inkluzywnego procesu są dwa niezależne czterowektory: p^μ i q^μ). Współczynniki będą skalarnymi funkcjami zależnymi od p^2 , q^2 lub pq . Nazywamy je *funkcjami struktury* i oznaczamy przez W_i . Dla CC ogólną postacią tensora jest

$$W^{\mu\nu} = W_1 \eta^{\mu\nu} + \frac{W_2}{M_T^2} p^\mu p^\nu + i \frac{W_3}{M_T^2} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} p_\alpha q_\beta + \frac{W_4}{M_T^2} q^\mu q^\nu +$$
$$+ \frac{W_5}{M_T^2} \frac{1}{2} (p^\mu q^\nu + p^\nu q^\mu) + i \frac{W_6}{M_T^2} \frac{1}{2} (p^\mu q^\nu - p^\nu q^\mu)$$

M_T jest masą tarczy. Mamy 4 symetryczne i 2 antysymetryczne wyrazy. Wyrazy antysymetryczne są czysto urojone, dlatego piszemy jednostkę urojoną.

Ostatni człon nie daje wkładu do zwężenia!

Oznacza to, że dla CC możemy zdefiniować 5 niezależnych funkcji odpowiedzi.

W przypadku EM: zachowanie parzystości - nie ma wyrazu z W_3 ; zachowanie prądu - $W_6 = 0$, a W_4 i W_5 wyrażają się przez pozostałe funkcje.

Daje to w efekcie tylko 2 funkcje struktury (i 2 funkcje odpowiedzi).

$$W_{\text{em}}^{\mu\nu} = W_1^{\text{em}} \left(\eta^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{Q^2} \right) + \frac{W_2^{\text{em}}}{M_T^2} \left(p^\mu + \frac{p q}{Q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu + \frac{p q}{Q^2} q^\nu \right)$$

Po obliczeniu zwężenia tensora leptonowego z hadronowym otrzymujemy

$$\frac{d^2 \sigma^{\text{em}}}{dE' d\cos\theta} = 2\pi \sigma_M \left[W_2^{\text{em}} - 2W_1^{\text{em}} \text{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

$$\frac{d^2 \sigma^{\text{CCQE}}}{dE' d\cos\theta} = 2\pi \sigma_0 \frac{1}{EE'} \left[-2W_1 k k' + W_2 (2EE' - k k') + \right. \\ \left. + \frac{W_4}{M_T^2} m_l^2 k k' - \frac{W_5}{M_T} m_l^2 E + 2h \frac{W_3}{M_T} ((E + E') k k' - m_l^2 E) \right]$$

(tarcza spoczywa). σ_M i σ_0 to „elementarne” przekroje czynne, θ to biegunowy kąt rozproszenia leptonu.

Zwężenie $L_{\mu\nu}W^{\mu\nu}$ można też rozłożyć na tzw. *funkcje odpowiedzi*, które w przeciwieństwie do funkcji struktury mają interpretację fizyczną (polaryzacja bozonu pośredniczącego w oddziaływaniu).

Przekaz pędu q jest wyróżnionym kierunkiem w procesie.

Wybermy układ współrzędnych taki, że $\vec{q} \parallel \hat{z}$, i wprowadźmy bazę ortogonalnych czterowektorów:

$$\left\{ \begin{array}{l} b_0^\mu \equiv l^\mu \equiv (|\vec{q}|, 0, 0, \omega) \\ b_1^\mu \equiv t_x^\mu \equiv (0, 1, 0, 0) \\ b_2^\mu \equiv t_y^\mu \equiv (0, 0, 1, 0) \\ b_3^\mu \equiv q^\mu = (\omega, 0, 0, |\vec{q}|) \end{array} \right. , \quad \text{gdzie } b_{\kappa\mu} b_\lambda^\mu = 0 \text{ dla } \kappa \neq \lambda .$$

sygnatura $(+, -, -, -) \Rightarrow q^2, t_x^2, t_y^2 < 0$ (czterowektory przestrzennopodobne), $l^2 > 0$ (czterowektor czasopodobny)

Każdy tensor można rozłożyć w tej bazie, np. $L^{\mu\nu} = \sum_{\kappa, \lambda} B_{\kappa\lambda} b_\kappa^\mu b_\lambda^\nu$, gdzie B to macierz 4 na 4. Tensor leptonowy jest symetryczny \Rightarrow macierz B jest symetryczna (10 niezależnych elementów). Jeśli rozłożymy w podobny sposób tensor hadronowy, to ich zwężenie $W_{\mu\nu} L^{\mu\nu} = \sum_{\kappa, \lambda} B_{\kappa\lambda} B_{\kappa\lambda}^{\text{hadr}} (b_\kappa)^2 (b_\lambda)^2$.

Elektromagnetyczne funkcje odpowiedzi

Niektóre elementy macierzy są równe zero. W powyższej sumie pozostają tylko następujące (diagonalne) wyrazy:

$$W_{\mu\nu} L^{\mu\nu} = Q^4 B_{ll} B_{ll}^{\text{hadr}} + B_{xx} B_{xx}^{\text{hadr}} + B_{yy} B_{yy}^{\text{hadr}}$$

- pierwszy wyraz jest interpretowany jako polaryzacja podłużna fotonu i jest utożsamiany z funkcją odpowiedzi R_L
- drugi i trzeci wyraz są równoważne, są interpretowane jako polaryzacja poprzeczna i oznaczane jako funkcja R_T
- wkład podłużny jest miarą „wirtualności” fotonu
- polaryzacja poprzeczna odpowiada sytuacji, gdy spin elektronu w reakcji zostanie odwrócony

Same funkcje odpowiedzi definiuje się przez odpowiednie składowe tensora hadronowego:

$$R_L^{\text{em}} \equiv W_{\text{em}}^{00} = W_1^{\text{em}} \frac{|\vec{q}|^2}{Q^2} + W_2^{\text{em}} \frac{|\vec{q}|^4}{Q^4}, \quad R_T^{\text{em}} \equiv W_{\text{em}}^{xx} + W_{\text{em}}^{yy} = -2 W_1^{\text{em}}$$

(składowe 33, 03, 30 są proporcjonalne do 00).

wkład od tensora leptonowego \Rightarrow współczynniki kinematyczne

Podwójny różniczkowy przekrój czynny w przypadku EM:

$$\frac{d^2 \sigma^{\text{em}}}{dT d \cos \theta} = 2 \pi \sigma_M [v_L R_L^{\text{em}} + v_T R_T^{\text{em}}]$$

współczynniki kinematyczne: $v_L \equiv \frac{Q^4}{|\vec{q}|^4}$, $v_T \equiv \frac{Q^2}{2|\vec{q}|^2} + \text{tg}^2 \frac{\theta}{2}$

energia kinetyczna końcowego leptonu: $T \equiv E' - m_l$ ($dT = dE'$)

Musimy znać funkcje struktury. Można je otrzymać licząc tensor hadronowy dla konkretnej struktury prądu i stanów cząstek. Dla nukleonu swobodnego:

$$w_1^{\text{em}}(Q^2) = -\frac{1}{4} Q^2 (F_1 + F_2)^2$$

$$w_2^{\text{em}}(Q^2) = M^2 F_1^2 + \frac{1}{4} Q^2 F_2^2$$

przy czym wkład elastyczny (tensor $H^{\mu\nu}$) dany jest relacją

$$W^{\mu\nu} = \frac{1}{E_p E_{p'}} H^{\mu\nu} \delta(E' + E_{p'} - E - E_p)$$

Separacja Rosenblutha

W języku teorii wielu ciał:

$$R_L(\omega, \vec{q}) = \sum_f |\langle \Psi_f | \rho(\vec{q}) | \Psi_i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \omega)$$

$$R_T(\omega, \vec{q}) = \sum_f |\langle \Psi_f | \vec{J}_T(\vec{q}) | \Psi_i \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \omega)$$

gdzie $|\Psi_i\rangle$ i $|\Psi_f\rangle$ to początkowy i końcowy stan jądra, o energiach E_i i E_f .

Wzory są słuszne dla rozpraszania nieelastycznego - zawierają efekty jądrowe.

W ujęciu nierelatywistycznym:

- gęstość ładunku jądra $\rho(\vec{q})$ jest operatorem jednociąłowym $\rho_1(\vec{q})$
- gęstość poprzecznego prądu $\vec{J}_T(\vec{q})$ zawiera operator jednociąłowy $\vec{J}_1(\vec{q})$ (prąd spinu i konwekcji) i operator dwuciąłowy $\vec{J}_2(\vec{q})$, tzw. *prąd wymiany mezonów (MEC)* wymagany przez niezmienniczość względem cechowania $\nabla \cdot \vec{J}_2(\vec{x}) = -i[V, \rho_1(\vec{x})]$.

Separacja Rosenblutha

Dla układu A-ciałowego

$$\rho(\vec{q}) = \sum_{i=1}^A \hat{e}_i \int e^{-i\vec{q}\cdot\vec{x}} \delta(\vec{x} - \vec{x}_i) d^3x,$$

gdzie $\hat{e}_i = \frac{1}{2}(1 + \tau_3^{(i)})$ jest operatorem ładunku i -tego nukleonu.

Ponieważ funkcje odp. zależą tylko od $|\vec{q}|$ i ω , można wybrać takie warunki kinematyczne, żeby te zmienne (a tym samym zmienna Q^2) były ustalone, i zmieniać kąt rozproszenia θ w celu zmiany polaryzacji fotonów wirtualnych. Wykonując pomiar w pewnym zakresie energii padającego elektronu i dla różnych kątów rozproszeń, możliwe jest wydzielenie obu funkcji odp. Funkcja poprzeczna dominuje dla rozproszeń wstecznych (dużych kątów) ze względu na zależność od $\tan^2(\theta/2)$.

Separacja Rosenblutha jest poprawna tylko dla PWBA. Zanim zostanie przeprowadzona separacja, do wyników eksperymentalnych wprowadza się kilka poprawek.

Funkcje odpowiedzi dla rozpraszania neutrin

Definiujemy f. odp. dla CC w analogiczny sposób jak dla EM. Teraz jednak prąd aksjalny nie jest zachowany i wkład podłużny opisywany jest przez trzy niezależne funkcje: CC (00), CL (03=30), LL (33). Wkład poprzeczny opisywany jest przez dwie funkcje: T, T'. W sumie jest więc pięć f. odp.

$$R_{CC} \equiv W^{00} = W_1 + W_2 + W_4 \frac{\omega^2}{M_T^2} + W_5 \frac{\omega}{M_T}$$

$$R_{CL} \equiv W^{03} + W^{30} = 2 W_4 \frac{\omega |\vec{q}|}{M_T^2} + W_5 \frac{|\vec{q}|}{M_T}$$

$$R_{LL} \equiv W^{33} = -W_1 + W_4 \frac{|\vec{q}|^2}{M_T^2}$$

$$R_T \equiv W^{xx} + W^{yy} = -2 W_1$$

$$R_{T'} \equiv i(W^{xy} - W^{yx}) = -2 W_3 \frac{|\vec{q}|}{M_T}$$

Ostatnia funkcja ma jednostkę urojoną po to, żeby funkcja była rzeczywista.

Musimy jeszcze znaleźć współczynniki kinematyczne przy każdej funkcji.

$$v_{CC} = 1 + \beta \cos \theta \quad , \quad v_{CL} = -\frac{\omega}{|\vec{q}|} (1 + \beta \cos \theta) - \frac{m_l^2}{E' |\vec{q}|} \quad ,$$

$$v_{LL} = 1 + \beta \cos \theta - 2\beta \frac{E |\vec{k}'|}{|\vec{q}|^2} \sin^2 \theta \quad ,$$

$$v_T = 1 - \beta \cos \theta + \beta \frac{E |\vec{k}'|}{|\vec{q}|^2} \sin^2 \theta \quad , \quad v_{T'} = \frac{E + E'}{|\vec{q}|} (\beta \cos \theta - 1) + \frac{m_l^2}{E' |\vec{q}|}$$

gdzie $\beta \equiv \frac{|\vec{k}'|}{E'}$ to prędkość leptonu naładowanego. [A.V. Butkevich, S.A. Kulagin]

Przekrój czynny można teraz zapisać jako:

$$\frac{d^2 \sigma^{CCQE}}{dT d \cos \theta} = 2\pi \sigma_0 \left[v_{CC} R_{CC} + v_{CL} R_{CL} + v_{LL} R_{LL} + v_T R_T + h v_{T'} R_{T'} \right]$$

Znak ostatniego wkładu jest inny dla neutrin i dla antyneutrin. Pierwsze cztery funkcje są sumą wkładów VV i AA, a ostatnia - VA.

Spczywający nukleon i monoenergetyczne neutrino

Tarczą jest swobodny nukleon, więc $M_T = M_N$.

Otrzymany inkluzywny przekrój czynny zawiera wkład CCQE ($\nu n \rightarrow l^- p$ lub

$$\bar{\nu} p \rightarrow l^+ n$$
) dany relacją
$$W^{\mu\nu} = \frac{1}{E_p E_{p'}} H^{\mu\nu} \delta(E' + E_{p'} - E - E_p),$$

gdzie tensor $H^{\mu\nu}$ odpowiada swobodnemu nukleonowi.

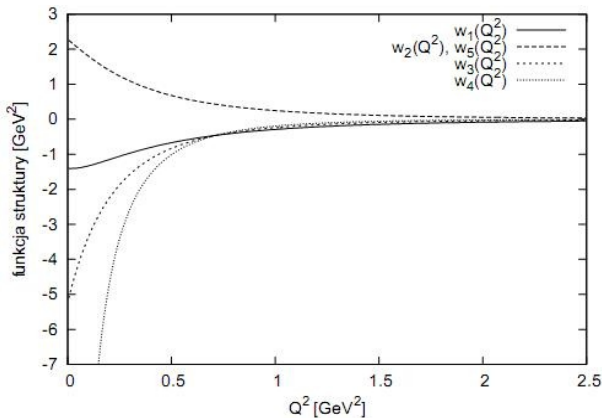
Funkcje struktury dla tensora $H_{CC}^{\mu\nu}$:

$$w_1 = -\frac{1}{4} \left((g_v + g_m)^2 + g_a^2 \right) Q^2 - M_N^2 g_a^2$$

$$w_2 = w_5 = \frac{1}{4} g_m^2 Q^2 + M_N^2 (g_v^2 + g_a^2)$$

$$w_3 = M_N^2 g_a (g_v + g_m)$$

$$w_4 = \frac{1}{16} (g_m^2 + g_p^2) Q^2 - \frac{1}{4} M_N^2 (g_m^2 + 2g_v g_m + 2g_a g_p)$$



Odpowiednie funkcje struktury dla tensora $W_{CC}^{\mu\nu}$ oznaczaliśmy przez W_1, \dots, W_5 . Relację między tensorami możemy zapisać na poziomie funkcji struktury:

$$W_i = \frac{1}{E_p E_{p'}} w_i \delta(E' + E_{p'} - E - E_p)$$

Funkcje odpowiedzi R_j zależą liniowo od funkcji struktury W_i . Powyższą relację zapiszemy wtedy jako

$$R_j = \frac{1}{E_p E_{p'}} R_j^{(\text{CCQE})} \delta(E' + E_{p'} - E - E_p)$$

Po wyciąkowaniu po energii leptonu naładowanego otrzymamy

$$\frac{d\sigma^{\text{CCQE}}}{d\cos\theta} = \frac{2\pi\sigma_0}{E_p E_{p'}} \left[v_{\text{CC}} R_{\text{CC}} + v_{\text{CL}} R_{\text{CL}} + v_{\text{LL}} R_{\text{LL}} + v_{\text{T}} R_{\text{T}} + h v_{\text{T}'} R_{\text{T}'} \right]$$

Doszedł warunek zachowania energii, a za funkcje W_i należy wstawić w_i .

Dla neutrin mionowych i spoczywającego nukleonu $E_{p'} = E_\nu + M_N - E_\mu$ (energia końcowa nukleonu wyrażona przez wielkości ustalone lub mierzone).

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\text{CCQE}}}{d\cos\theta_\mu} &= (\hbar c)^2 \frac{G_F^2 \cos^2\theta_C}{2\pi} \frac{E_\mu \sqrt{E_\mu^2 - m_\mu^2}}{M_N (E_\nu + M_N - E_\mu)} \times \\ &\times \left[v_{\text{CC}} R_{\text{CC}} + v_{\text{CL}} R_{\text{CL}} + v_{\text{LL}} R_{\text{LL}} + v_{\text{T}} R_{\text{T}} + h v_{\text{T}'} R_{\text{T}'} \right] \end{aligned}$$

Jest jednoznaczna odpowiedniość między zmiennymi $\cos\theta_\mu$, E_μ , Q^2 .

Literatura

- ◆ S.M. Bilen'kij, *Lekcii po fizike nejtrinnyh i lepton-nuklonnyh processov*, Moskwa, 1981
- ◆ A.V. Butkevich, S.A. Kulagin, *Quasi-elastic neutrino charged-current scattering cross sections on oxygen*, arXiv:0705.1051v2 [nucl-th]
- ◆ T.W. Donnelly, *Neutrino-nucleus physics: overview*
- ◆ H. Budd, A. Bodek, J. Arrington, *Modeling Quasi-elastic Form Factors for Electron and Neutrino Scattering*, arXiv:hep-ex/0308005v2
- ◆ J.D. Walecka, *Electron Scattering and Nuclear Structure*, 1997
- ◆ A.A. Aguilar-Arevalo et al. [MiniBooNE Collaboration], *The Neutrino Flux Prediction at MiniBooNE*, Phys. Rev. D. 79, 072002 (2009)
- ◆ T. Wakasa et al., *Polarization transfer and spin response functions in quasielastic (p,n) reactions at 346 MeV*, Phys. Rev. C. 59 (1999)