

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

Marcin Gonera

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski

30.05.2011

Przypomnienie

Inkluzywny przekrój czynny rozkłada się na f. struktury lub f. odpowiedzi.

- dla $eN \rightarrow e'N'$ są 2 funkcje
- dla $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ i $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \mu^+ n$ jest 5 funkcji

Przeanalizujemy wkłady od funkcji odpowiedzi dla rozpraszania neutrin/antineutrin w trzech sytuacjach:

- monoenergetyczne neutrino i spoczywający nukleon
- wiązka MiniBooNE i spoczywający nukleon
- wiązka MiniBooNE i jądro atomowe (model gazu Fermiego i przybliżenie impulsowe)

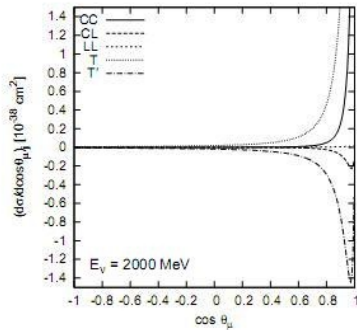
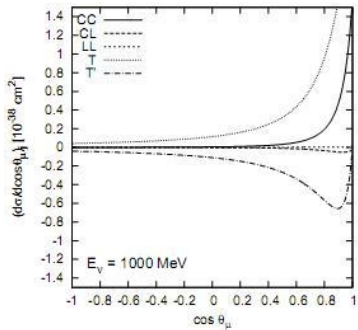
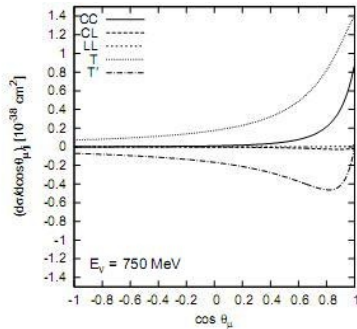
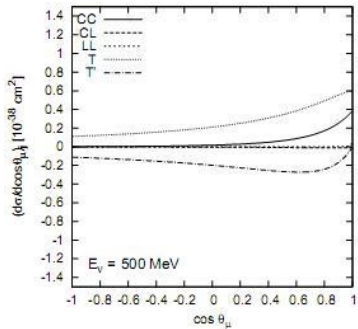
Spoczywający nukleon i monoenergetyczne neutrino - Wyniki

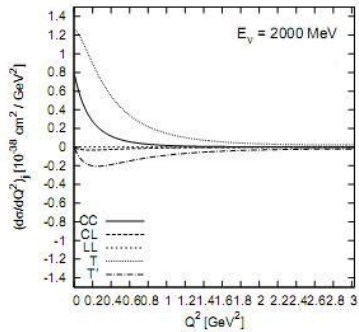
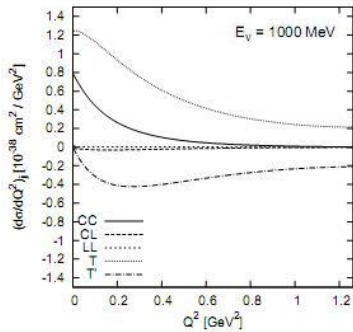
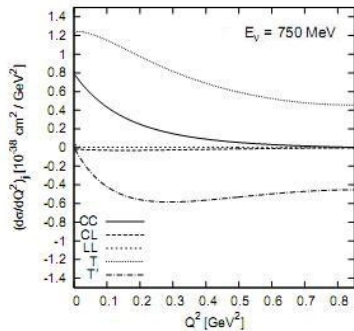
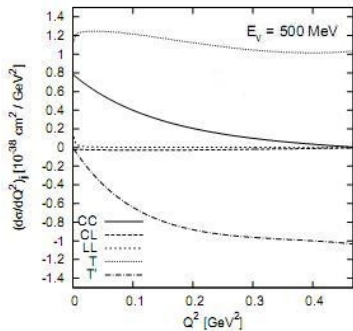
$$\frac{d\sigma^{\text{CCQE}}}{d\cos\theta} = \frac{2\pi\sigma_0}{E_p E_{p'}} \left[v_{\text{CC}} R_{\text{CC}} + v_{\text{CL}} R_{\text{CL}} + v_{\text{LL}} R_{\text{LL}} + v_{\text{T}} R_{\text{T}} + h v_{\text{T}'} R_{\text{T}'} \right]$$

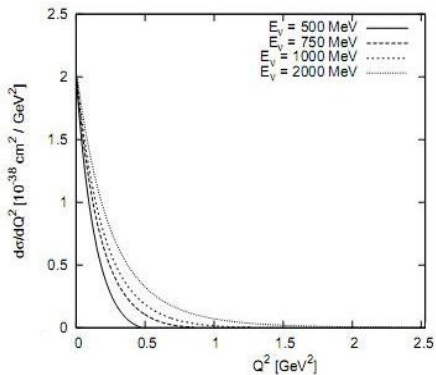
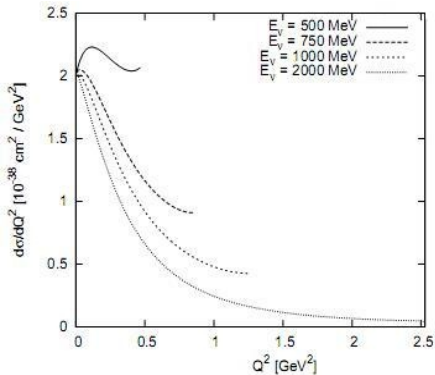
Dla neutrin mionowych i spoczywającego nukleonu warunek zachowania energii ma postać $E_{p'} = E_\nu + M_N - E_\mu$.

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

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



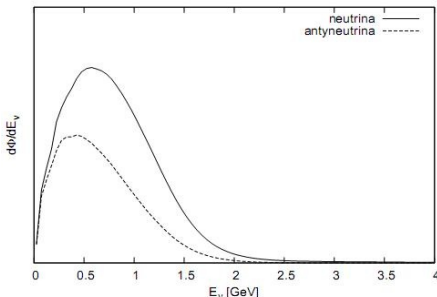




Całkowitz (suma wszystkich wkładów) przekrój czynny $d\sigma/dQ^2$ dla neutrina (po lewej) i antyneutrina (po prawej).

Spoczywający nukleon i wiązka - Wyniki

Wiązki neutrin i antyneutrin mionowych z eksperymentu MiniBooNE:

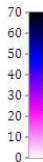


Dla monoenergetycznego neutrina mieliśmy odpowiedniość 1:1 między E_μ a $\cos\theta_\mu$. W przypadku wiązki neutrin (o różnych energiach) rozsądnie jest wprowadzić „podwójny różniczkowy przekrój czynny” zależny od obu zmiennych i przedstawić go na wykresie w płaszczyźnie $(E_\mu, \cos\theta_\mu)$ albo $(T_\mu, \cos\theta_\mu)$, gdzie $T_\mu \equiv E_\mu - m_\mu$ jest energią kinetyczną mionu.

$$\left\langle \frac{d\sigma^{\text{CCQE}}}{d\cos\theta_\mu} \right\rangle_{E_\nu} = \int f(E_\nu) \frac{d\sigma^{\text{CCQE}}}{d\cos\theta_\mu}(E_\nu) dE_\nu$$

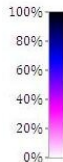
Skale stosowane na wykresach:

$$\frac{d^2\sigma^{CC}}{d\cos\theta_\mu dT_\mu} \left[\frac{10^{-42} \text{ cm}^2}{0.05 \times 0.05 \text{ GeV}} \right]$$



obszar zabroniony

wkłady względne



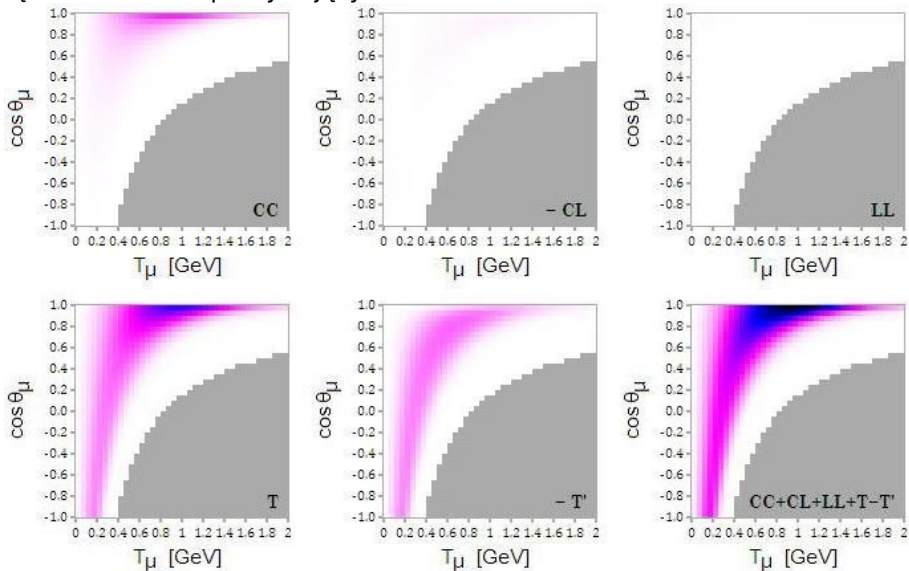
ponad 100%

obszar zabroniony

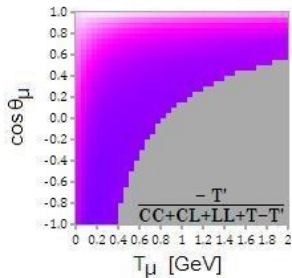
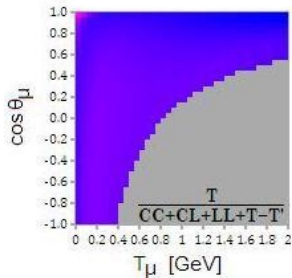
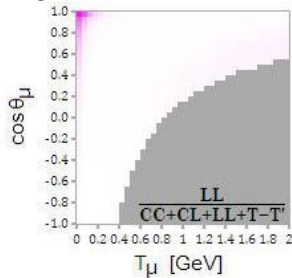
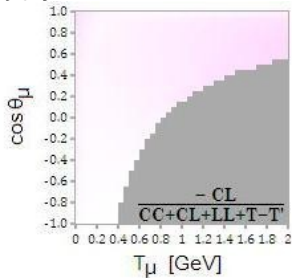
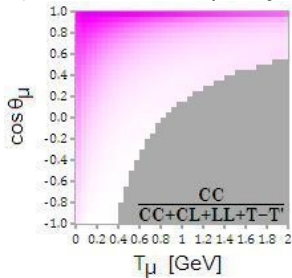
„Obszar zabroniony” odpowiada ujemnej energii neutrina/antyneutrina, a jego granica sytuacji, gdy $E_\nu \rightarrow \pm\infty$. Był on wyznaczany numerycznie z warunku

$$T_\mu + m_\mu - \cos\theta_\mu \sqrt{T_\mu^2 + 2m_\mu T_\mu} > M_N$$

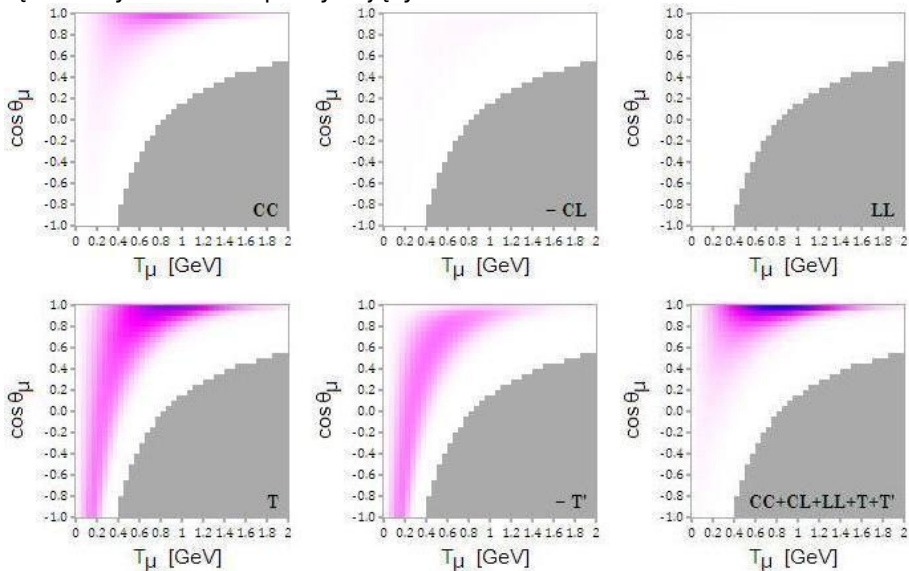
Wiązka neutrin & Spoczywający nukleon



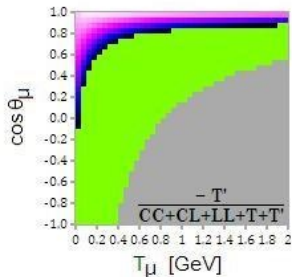
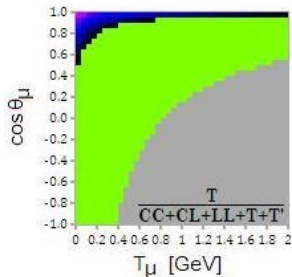
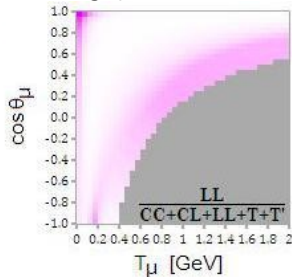
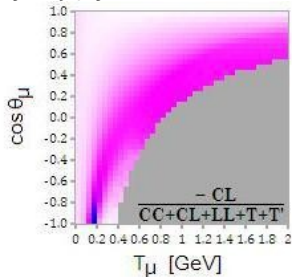
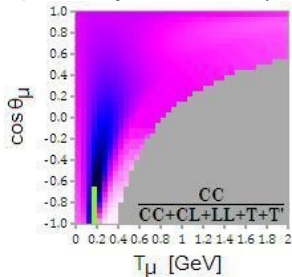
Wiązka neutron & Spoczywający nukleon — Wartości względne



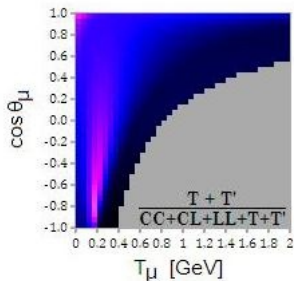
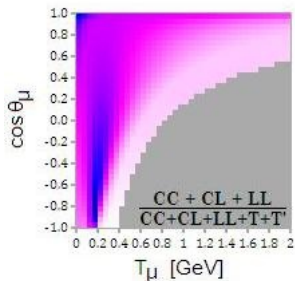
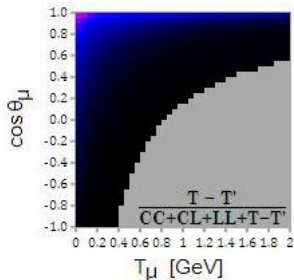
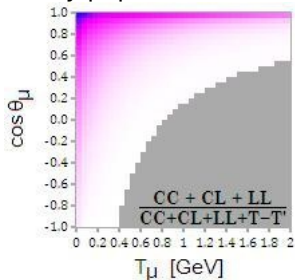
Wiązka antyneutrino & Spoczywający nukleon



Wiązka antyneutrino & Spoczywający nukleon — Wartości względne



Wiązka neutrin/antineutrin & Spoczywający nukleon — 3 wkłady podłużne
razem oraz 2 wkłady poprzeczne razem



Gazu Fermiego - Wyniki

Dotychczas nie uwzględnialiśmy potencjałów, ruchu Fermiego i zakazu Pauliego. Można się domyślać, że wykresy ulegną dodatkowemu „rozmyciu” ze względu na ruch nukleonu. Dodatkowym stopniem swobody jest pęd nukleonu (jego moduł, rzut na kierunek przekazu pędu $\cos\tilde{\theta}$ oraz kąt azymutalny $\tilde{\phi}$). Maksymalna wartość modułu to „pędu Fermiego” p_F . W eksperymencie tarczą jest woda i rozpraszanie zachodzi na jądrze tlenu ^{16}O , przyjmujemy więc wartość $p_F = 225$ MeV. Analizę przeprowadzimy dla tych samych wiązek co poprzednio.

$$\frac{d^2\sigma^{\text{CC}}}{dT_\mu d\cos\theta_\mu} = 2\pi\sigma_0 \frac{1}{E_\nu E_\mu} \left[-2W_1 k k' + W_2 \left(2 \frac{(pk)(pk')}{M_N^2} - k k' \right) + \right. \\ \left. + \frac{W_4}{M_N^2} m_\mu^2 k k' - \frac{W_5}{M_N^2} m_\mu^2 p k + 2h \frac{W_3}{M_N^2} \left((k k' - m_\mu^2) p k + (k k')(p k') \right) \right]$$

Funkcje odpowiedzi dla niezerowego pędu \vec{p} :

$$R_{CC} = W_1 + W_2 \frac{\tilde{E}_p^2}{M_N^2} + W_4 \frac{\omega^2}{M_N^2} + W_5 \frac{\omega \tilde{E}_p}{M_N^2}$$

$$R_{CL} = 2 W_2 \frac{\tilde{E}_p |\vec{p}|}{M_N^2} \cos \tilde{\theta} + 2 W_4 \frac{\omega |\vec{q}|}{M_N^2} + W_5 \frac{\tilde{E}_p |\vec{q}| + \omega |\vec{p}| \cos \tilde{\theta}}{M_N^2}$$

$$R_{LL} = -W_1 + W_2 \frac{|\vec{p}|^2}{M_N^2} \cos^2 \tilde{\theta} + W_4 \frac{|\vec{q}|^2}{M_N^2} + W_5 \frac{|\vec{q}| |\vec{p}|}{M_N^2} \cos \tilde{\theta}$$

$$R_T = -2 W_1 + W_2 \frac{|\vec{p}|^2}{M_N^2} \sin^2 \tilde{\theta}$$

$$R_{T'} = 2 W_3 \frac{\omega |\vec{p}| \cos \tilde{\theta} - \tilde{E}_p |\vec{q}|}{M_N^2}$$

Współczynniki kinematyczne są o wiele bardziej skomplikowane!

Oprócz uśredniania po energiach neutrin będziemy uśredniać po kuli Fermiego:

$$\langle S(\vec{p}) \rangle = \frac{\int_0^{p_F} d|\vec{p}| \int_0^{2\pi} d\tilde{\phi} \int_{-1}^1 d\cos\tilde{\theta} |\vec{p}|^2 S(|\vec{p}|, \tilde{\phi}, \cos\tilde{\theta})}{\frac{4}{3}\pi p_F^3}$$

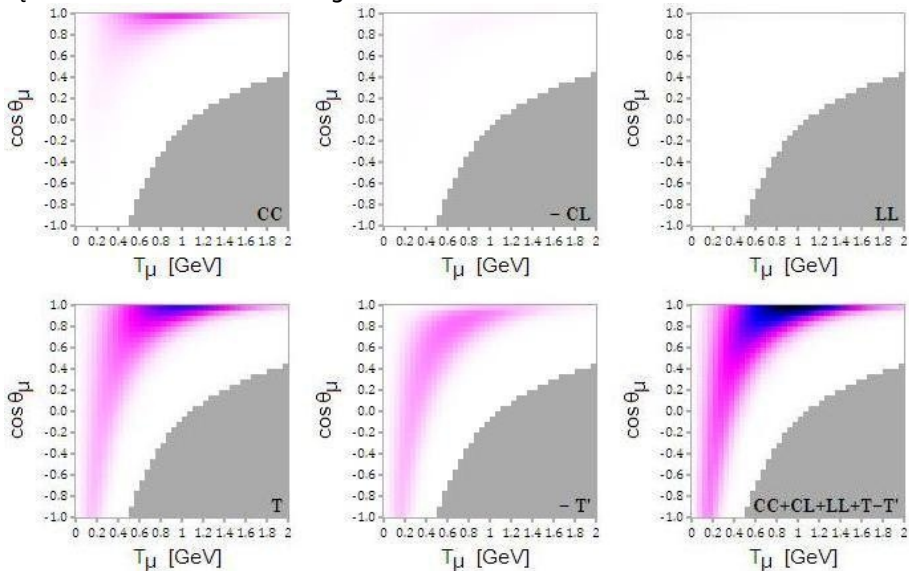
S - podwójny różniczkowy przekrój czynny dla dowolnego pędu nukleonu \vec{p}

Kinematycznie zabroniony obszar w pewnym stopniu zawęża się. Warunek ma teraz postać

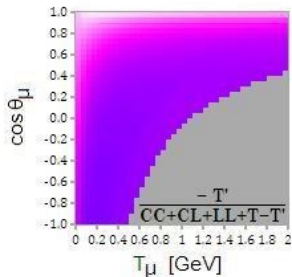
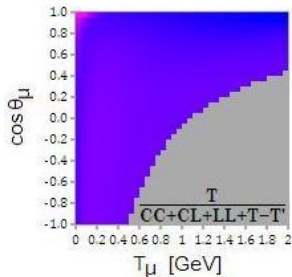
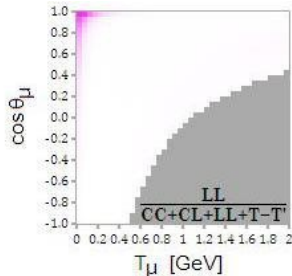
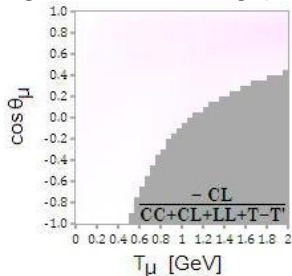
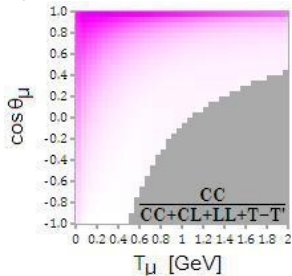
$$T_\mu + m_\mu - \cos\theta_\mu \sqrt{T_\mu^2 + 2m_\mu T_\mu} > \max_{|\vec{p}|, \cos\tilde{\theta}} [E_p - |\vec{p}| \cos\tilde{\theta}] = E_F + p_F,$$

gdzie $E_F \equiv \sqrt{M_N^2 + p_F^2}$.

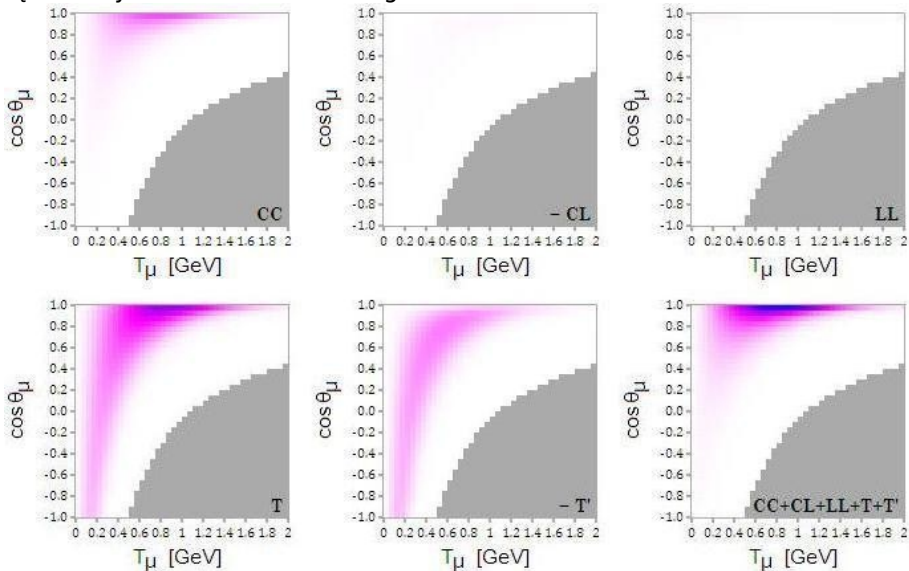
Wiązka neutrin & Gaz Fermiego



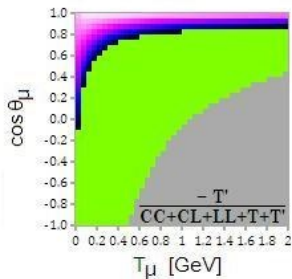
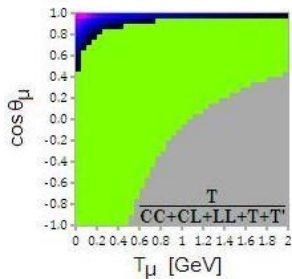
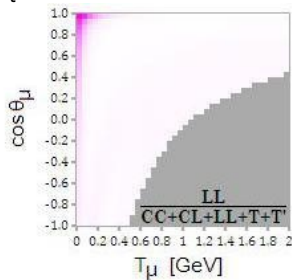
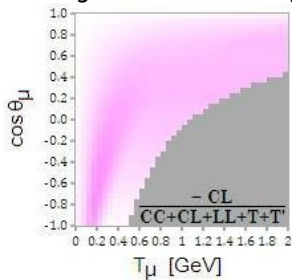
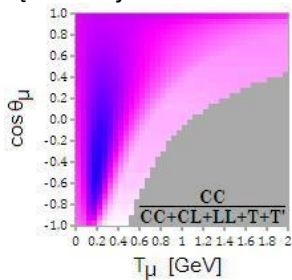
Wiązka neutrin & Gaz Fermiego — Wartości względne



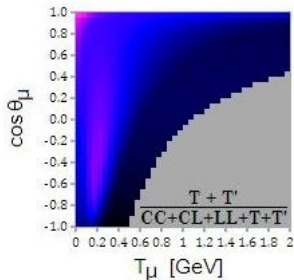
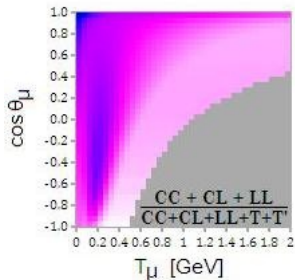
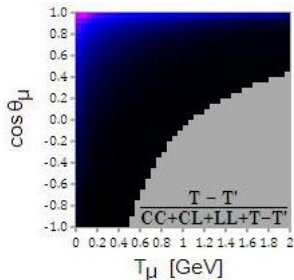
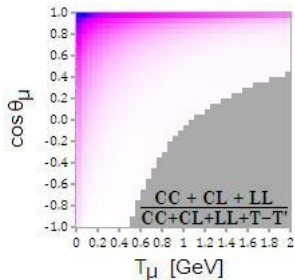
Wiązka antyneutrino & Gaz Fermiego



Wiązka antyneutrino & Gaz Fermiego — Wartości względne



Wiązka neutrin/antyneutrino & Gaz Fermiego — 3 wkłady podłużne razem oraz 2 wkłady poprzeczne razem



Wnioski

- CL i LL są zaniedbywalnie małe w porównaniu z pozostałymi odpowiedziami
- W obszarze małych energii neutrin efekty jądrowe stają się znaczące!
- dla antyneutrin jest jeszcze jeden obszar dominacji odpowiedzi podłużnej i analiza doświadczalna być może powie nam coś nt. samych jądrowych funkcji odpowiedzi
- Na wyniki nałożona jest produkcja pionów, nie zawsze separowalna, oraz tzw. wzbudzenia „2 cząstki-2 dziury”, też trudne do odseparowania.

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)