

Квазиупругие взаимодействия заряженным током мюонных нейтрино в эксперименте MiniBooNE и NOvA

Лучук Станислав

7 Июня 2019

- ▶ CCQE-like = QE + MEC → события подобные квази-упругим событиям.
- ▶ В MiniBooNE измерили усредненное по спектру CCQE-like сечение на углероде при энергии нейтрино 0.788 ГэВ. Включены события с недетектируемыми нуклонами в конечном состоянии. При этих энергиях основным источником нуклонов является возбуждение 2p-2h состояний в остаточном ядре.
- ▶ В 2p-2h секторе существует несколько вкладов в двух-частичные токи: рассеяние на обменном пионе, рождение пиона и его поглощение вторым нуклоном $\gamma(W) + N \rightarrow \pi + N$, рождение Δ изобары и $\Delta N \rightarrow NN$
- ▶ Выполнены расчеты CCQE и 2p-2h вкладов в рассеяние лептонов на ядрах, используя модель искаженных волн в импульсном приближении (RDWIA) для описания QE функции отклика [A.V. Butkevich and S.V. Luchuk, PRC97, 045502 (2018)]. Подход успешно проверен на данных $^{12}\text{C}(e, e')$
- ▶ Определен аксиальный форм фактор нуклона F_A и КУ-подобные сечения нейтрино в рамках модели RDWIA+MEC на данных эксперимента MiniBooNE.
- ▶ Представлена оценка квазиупругих сечений в эксперименте NOvA в рамках RDWIA+MEC и определен ожидаемый вклад токов обменных мезонов при энергиях этого эксперимента.

Дифференциальные инклюзивные сечения рассеяния электрона σ^{el} и нейтрино σ^{cc}
 $e(\nu_\mu)(k_i) + A(p_A) \rightarrow e^i(\mu)(k_f) + X$

можно выразить через ядерные функции отклика R_i

$$d^3\sigma^{el}/d\varepsilon_f d\Omega_f = \sigma_M (V_L R_L^{(el)} + V_T R_T^{(el)}),$$

$$d^3\sigma^{cc}/d\varepsilon_f d\Omega_f = \frac{G^2 \cos^2 \theta_c}{(2\pi)^2} \varepsilon_f |\mathbf{k}_f| (v_0 R_0 + v_T R_T + v_{zz} R_{zz} - v_{0z} R_{0z} - h v_{xy} R_{xy}),$$

где $\Omega_f = (\theta, \phi)$ это телесный угол для импульса лептона, $\alpha \simeq 1/137$ это постоянная тонкой структуры, $G \simeq 1.16639 \times 10^{-11}$ МэВ⁻² это константа Ферми, θ_c угол Кабибо ($\cos \theta_c \approx 0.9749$), $\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2 \theta/2}{4\varepsilon_i^2 \sin^4 \theta/2}$ - сечение Мота. Коэффициенты связи электрона V_k и нейтрино v_k являются кинематическими факторами, которые зависят от кинематики лептона (A.Butkevich et al. PRC 76, 045502 (2007)). Функции отклика выражаются через компоненты адронного тензора, следующим образом:

$$R_L^{(el)} = W^{00(el)}, R_T^{(el)} = W^{xx(el)} + W^{yy(el)}, R_0 = W^{00(cc)}, R_T = W^{xx(cc)} + W^{yy(cc)},$$

$$R_{0z} = W^{0z(cc)} + W^{z0(cc)}, R_{zz} = W^{zz(cc)}, R_{xy} = i (W^{xy(cc)} - W^{yx(cc)}),$$

и зависят от переменных (Q^2, ω) или $(|q|, \omega)$. Они описывают электромагнитные и слабые свойства адронной системы.

Вся информация о структуре ядра и взаимодействиях в конечном состоянии (FSI) содержится в электромагнитном или слабом СС ядерном тензоре. Они представлены произведениями элементов матрицы перехода ядерного электромагнитного или СС оператора $J_{\mu}^{(el)(cc)}$ между начальным ядерным состоянием $|A\rangle$ и конечным состоянием $|X\rangle$ как

$$W_{\mu\nu} = \sum_f \langle X | J_{\mu}^{(el)(cc)} | A \rangle \langle A | J_{\nu}^{(el)(cc)\dagger} | X \rangle,$$

где взята сумма по недетектируемым состояниям X . Это общее уравнение, которое включает все возможные конечные состояния. Таким образом, адронный тензор может быть представлен в виде суммы по $1p - 1h$ и $2p - 2h$, плюс дополнительные каналы:

$$W^{\mu\nu} = W_{1p1h}^{\mu\nu} + W_{2p2h}^{\mu\nu} + \dots$$

В импульсном приближении (IA) $1p - 1h$ канал дает хорошо известные КУ функции отклика и $2p - 2h$ адронный тензор определяет $2p - 2h$ MEC функции отклика. Функции R_i могут быть записаны как сумма $CCQE(R_{i, QE})$ и $MEC(R_{i, MEC})$ функций отклика $R_i = R_{i, QE} + R_{i, MEC}$

1p-1h CCQE функции отклика в рамках RDWIA

Элементы матрицы перехода ядерного электромагнитного или СС оператора $J_{\mu}^{(el)(cc)}$ имеют форму

$$\langle p, X | J^{\mu} | A \rangle = \int d^3 r \exp(itr) \bar{\Psi}^{-}(p, r) \Gamma^{\mu} \Phi(r),$$

где Γ^{μ} вершинная функция, Φ и Ψ^{-} релятивистские волновые функции начального и конечного состояний.

- ▶ Слабый заряженный нуклонный ток имеет $V-A$ структуру $J^{\mu(cc)} = J_V^\mu + J_A^\mu$. Вершинная функция имеет вид $\Gamma^{\mu(cc)} = \Gamma_V^\mu + \Gamma_A^\mu$, где $\Gamma_V^\mu = F_V(Q^2)\gamma^\mu + i\sigma^{\mu\nu}\frac{q_\nu}{2m}F_M(Q^2)$ вершинная функция векторного тока, а $\Gamma_A^\mu = F_A(Q^2)\gamma^\mu\gamma_5 + F_P(Q^2)q^\mu\gamma_5$ вершинная функция аксиального тока. F_V и F_M - слабые векторные форм факторы, F_A и F_P аксиальный и псевдоскалярный форм факторы $F_A(Q^2) = F_A(0)/(1 + Q^2/M_A^2)^2$, $F_P(Q^2) = 2mF_A(Q^2)/(m_\pi^2 + Q^2)$.
- ▶ Релятивистские волновые функции связанных нуклонных состояний Φ вычисляются в оболочечной модели независимых частиц (IPSM), как решение уравнений Дирака.
- ▶ Заполненность (IPSM) орбиталей ^{12}C составляет в среднем 89% (D. Dutta et al.(2003) JLab data, J.J. Kelly (2005)) и 87% для $^{40}\text{Ca}(Ar)$.
- ▶ Мы предполагаем, что потерянная численность может быть приписана NN-корреляциям на коротких расстояниях в основном состоянии (C.Ciofi degli Atti et al., PRC53, 1689 (1996)).
- ▶ В RDWIA подходе учитываются взаимодействия в конечном состоянии (FSI). Искаженная волновая функция Ψ выбитого нуклона вычисляется, как решение уравнения Шредингера [LEA code J.J. Kelly, 1995], содержащее релятивистский оптический потенциал (EDAD1 approximation) [E.Cooper et al.,1993].

2p-2h MEC в рамках модели Ферми газа

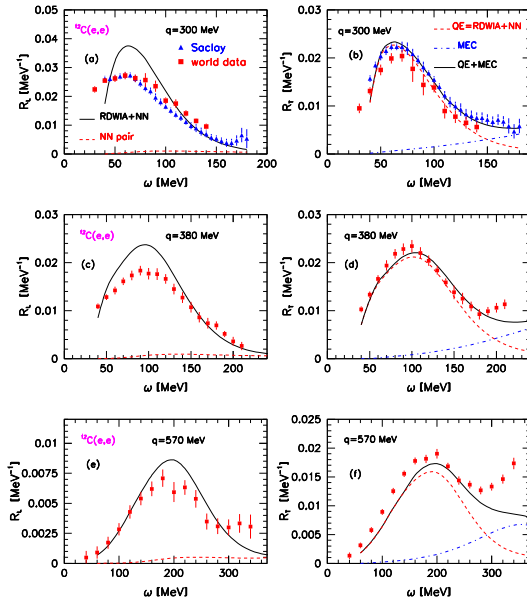
Адронный тензор 2p-2h канала с импульсами двух нуклонов p'_1 и p'_2 выше энергии Ферми k_F и двух дырок с импульсами h_1 и h_2 ниже энергии Ферми

$$W_{2p-2h}^{\mu\nu} = \frac{V}{(2\pi)^9} \int d^3 p'_1 d^3 p'_2 d^3 h_1 d^3 h_2 \frac{M^4}{E_1 E_2 E'_1 E'_2} \Theta(p'_2 - k_F) \Theta(p'_1 - k_F) \Theta(k_F - h_1) \Theta(k_F - h_2) < 0 | J^\mu | h_1 h_2 p'_1 p'_2 > < h_1 h_2 p'_1 p'_2 | J^\nu | 0 > \delta(E'_1 + E'_2 - E_1 - E_2 - \omega) \delta(p'_1 + p'_2 - h_1 - h_2),$$

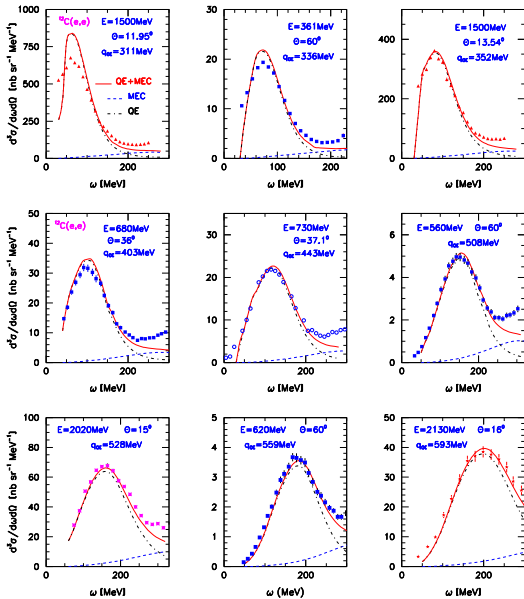
где M - масса нуклона, E_i и E'_i - энергии дырок и частиц, $V = 3\pi^2 Z/k_F^3$.

- ▶ Вычисления трудоемкие. Используют приближения различных групп.
- ▶ Мы использовали для электрослабых функций отклика $R_{i,MEC}$ рассеяния лептона на углероде параметризации точных MEC расчетов [I.Ruiz Simo et al., J.Phys. G44,065105 (2017)].
- ▶ Эти параметризации как функции (ω, q) верны в области переданных импульсов $|q| = 200 - 2000$ МэВ.

Рассеяние $^{12}\text{C}(e, e')$.



Продольная F_L и поперечная F_T функции отклика, посчитанные в RDWIA+MEC приближении при $|q| = 300, 380$ и 570 МэВ, как функции переданной энергии ω . Представлены вклады QE, NN-коррелированных пар и 2p-2h MEC. Данные из P.Barreau et al. Nucl.Phys. A402,515 (1983)(Saclay); J. Jordan, Nucl.Phys. A603,117 (1993). 2p-2h MEC вклад увеличивает поперечную функцию отклика при больших переданных энергиях.



Инклюзивное сечение как функция переданной энергии ω для $^{12}\text{C}(e, e')$ рассеяния. Сплошная линия - результаты **RDWIA+MEC**, пунктирная и штрих-пунктирная линии - вклады от **RDWIA** и **2p – 2h MEC**, соответственно. Данные взяты из [O.Benhar et al. Rev.Mod.Phys.,80,189 \(2008\)](#). Рисунки соответствуют разным значениям q_{QE} . Вклад **MEC** возрастает с ω и достигает максимума между $\omega_{QE} = \sqrt{|q|^2 + m^2} - m$ и $\omega_{\Delta} = \sqrt{|q|^2 + m_{\Delta}^2} - m$ в диапазоне $W \approx 1.14 - 1.16$ ГэВ. При больших переданных импульсах Δ и **QE** пики перекрываются.

- ▶ Для определения M_A использовался метод χ^2 для дифференциальных $d\sigma/dQ^2$ (1D фит) и дважды-дифференциальных $d^2\sigma/dTd \cos \theta$ (2D фит) CCQE-like сечений A. A. Aguilar-Arevalo et al. PRD81, 092005 (2018)

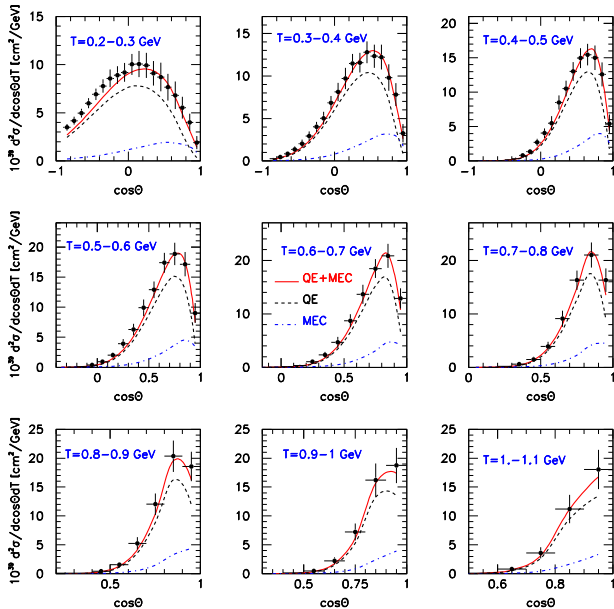
$$\chi_{1D}^2 = \sum_{k=1}^N \left[\frac{(d\sigma/dQ_{QE}^2)_k^{data} - (d\sigma/dQ^2)_k^{th}}{\Delta(d\sigma/dQ^2)_k} \right]^2 \rightarrow 1D$$

$$\chi_{2D}^2 = \sum_{l=1}^M \left[\frac{(d^2\sigma/dTd \cos \theta)_l^{data} - (d^2\sigma/dTd \cos \theta)_l^{th}}{\Delta(d^2\sigma/dTd \cos \theta)_l} \right]^2 \rightarrow 2D,$$

где $(d\sigma/dQ^2)^{th}$ и $(d\sigma/dQ_{QE}^2)^{data}$ функции Q^2 и Q_{QE}^2 , соответственно, а $\Delta(d\sigma/dQ^2)_k$ и $\Delta(d^2\sigma/dTd \cos \theta)_l$ - диагональные элементы ковариационной матрицы ошибок.

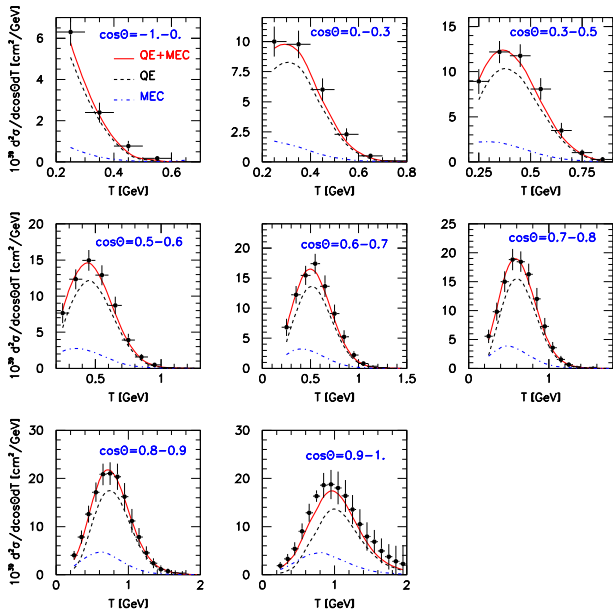
- ▶ Результаты χ^2 фита по поиску M_A :
 1D фит - $M_A = 1.17 \pm 0.03$ ГэВ и $\chi^2/DOF = 19/13$.
 2D фит - $M_A = 1.24 \pm 0.09$ ГэВ и $\chi^2/DOF = 62/136$.
- ▶ 1D+2D фит - $M_A = 1.20 \pm 0.06$ ГэВ и $\chi^2/DOF = 111/150$
- ▶ Результаты в пределах ошибок согласуются со значением $M_A = 1.15 \pm 0.03$ ГэВ, полученным в C. Wilkinson et al. PRD93, 072010 (2016) and C. Wilkinson, Ph.D. thesis, University of Sheffield, (2015).

Сравнение 1D-2D фита с данными MiniBooNE



Усредненные по потоку сечения $d^2\sigma/dT d\cos\theta$ на нейтрон для ν_μ CCQE-like рассеяния, как функции угла рассеяния мюона для различных бинов по кинетической энергии мюона. Сечения посчитаны в рамках RDWIA+MEC модели с $M_A = 1.2$ ГэВ. Вклады QE и $2p - 2h$ MEC представлены отдельно. Данные MiniBooNE показаны точками с ошибкой по форме распределения.

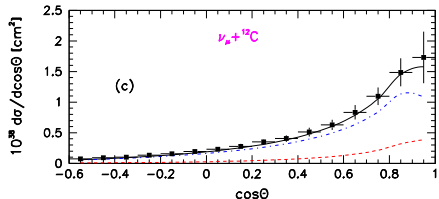
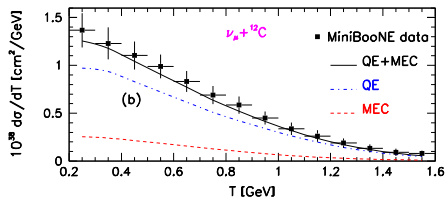
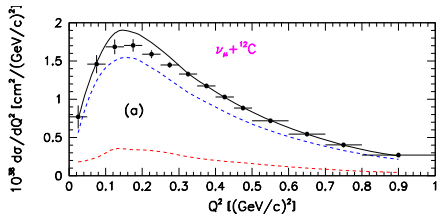
Сравнение 1D-2D фита с данными MiniBooNE

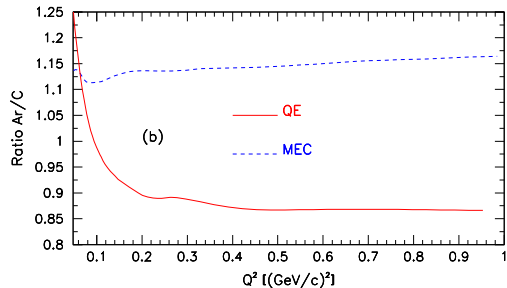
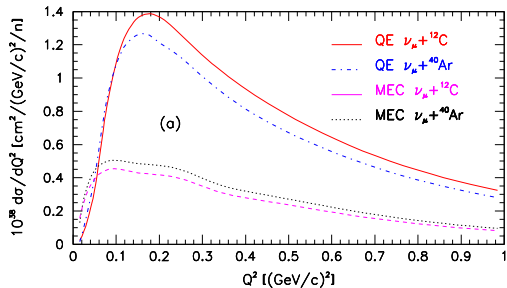


Усредненные по потоку сечения $d^2\sigma/dTd\cos\theta$ на нейтрон для ν_μ CCQE-like рассеяния, как функции кинетической энергии мюона T для различных бинов по углу рассеяния мюона. Сечения посчитаны в рамках RDWIA+MEC модели с $M_A = 1.2$ ГэВ. Вклады QE и $2p-2h$ MEC представлены отдельно. Данные MiniBooNE показаны точками с ошибкой по форме распределения.

Сравнение 1D-2D фита с данными MiniBooNE

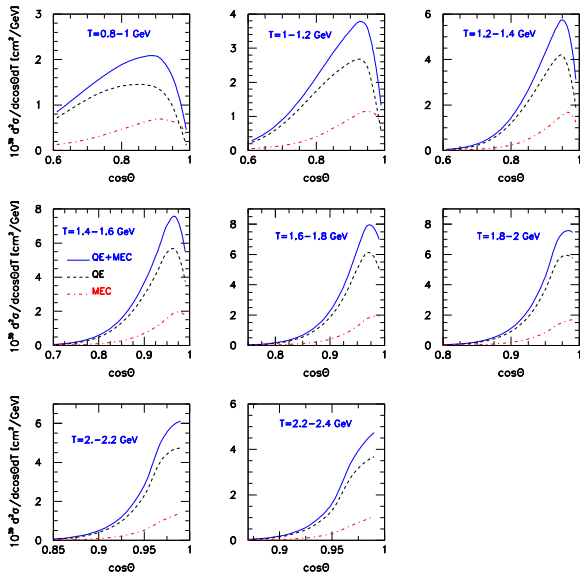
Усредненные по потоку сечения (а) $d\sigma/dQ^2$ как функция Q^2 (верхний рисунок), (b) $d\sigma/dT$ как функция кинетической энергии T (средний рисунок) и (c) $d\sigma/d\cos\theta$ для $T > 0.2$ ГэВ как функция $\cos\theta$ (нижний рисунок) ν_μ CCQE-like рассеяния на нейтрон. Сечения посчитаны в рамках RDWIA+MEC модели с $M_A = 1.2$ ГэВ. Вклады QE и $2p - 2h$ MEC представлены отдельно. Данные MiniBooNE показаны точками с ошибкой по форме распределения.



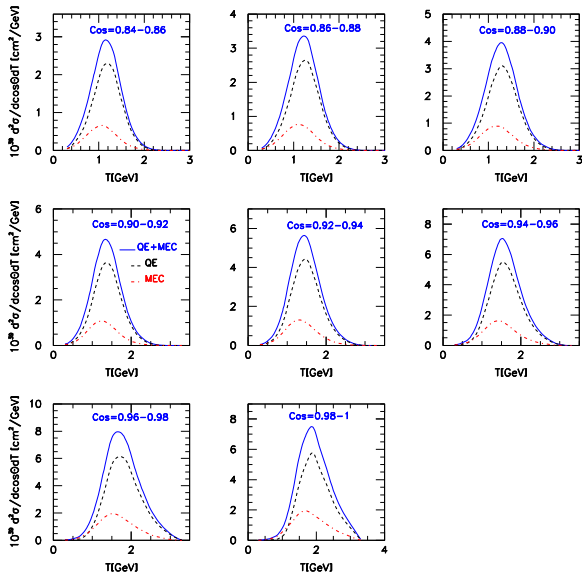


В детекторе NOvA **CCQE-like** рассеяние происходит в основном на ^{12}C и ^{35}Cl . Массовая доля углерода $\alpha_C = 0.806$ и хлора $\alpha_{Cl} = 0.194$. Сечения рассеяния на нейтрон были оценены как рассеяние на углероде σ_C и на аргоне σ_{Ar} . **A. Butkevich, PRC 85, 065501 (2012), G.D. Megias et al., J. Phys.G46, 015104 (2019).**

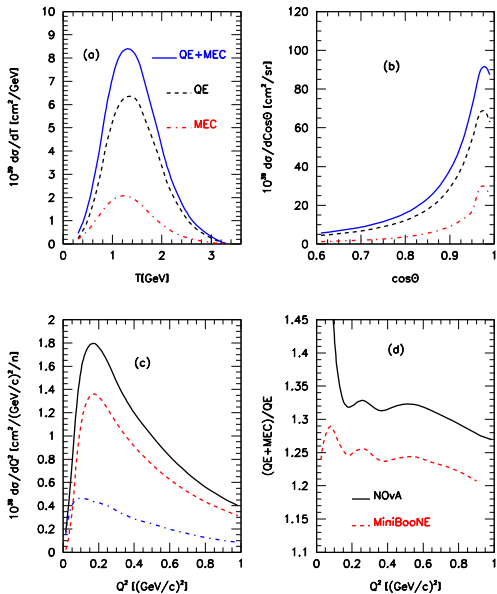
Оценка для NOvA усредненных по потоку сечений $d\sigma/dQ^2$ на нейтрон для ν_μ **CCQE** и **2p-2h MEC** рассеяния (верхний рисунок) и отношения σ_{Ar}/σ_C для **CCQE** и **MEC** как функции Q^2 .



Оценка для NOvA усредненных по потоку и по массе мишени сечений $\sigma_{MIX} = \alpha_C \sigma_C + \alpha_{CI} \sigma_{Ar}$ $d^2\sigma/dT d \cos\theta$ на нейтрон для ν_μ CCQE-like рассеяния, как функция угла рассеяния мюона для различных бинов по кинетической энергии мюона, где $\sigma_C(\sigma_{Ar})$ - сечение рассеяния нейтрино на $^{12}C(^{40}Ar)$. Сечения посчитаны в рамках RDWIA+MEC модели с $M_A = 1.2$ ГэВ. Вклады QE и $2p - 2h$ MEC представлены отдельно.



Оценка для NOvA усредненных по потоку и по массе мишени сечений $\sigma_{MIX} = \alpha_C \sigma_C + \alpha_{CI} \sigma_{Ar}$ $d^2\sigma/dT d\cos\theta$ на нейтрон для ν_μ CCQE-like рассеяния, как функция кинетической энергии мюона для различных бинов по углу рассеяния мюона, где $\sigma_C(\sigma_{Ar})$ - сечение рассеяния нейтрино на $^{12}C(^{40}Ar)$. Сечения посчитаны в рамках RDWIA+MEC модели с $M_A = 1.2$ ГэВ. Вклады QE и $2p - 2h$ MEC представлены отдельно.



Оценка для NOvA усредненных по потоку сечений (a) $d\sigma/dT$ для $0.6 < \cos\Theta < 1$ как функция кинетической энергии мюона, (b) $d\sigma/d\cos\Theta$ для $0.2 < T < 3.5$ ГэВ как функция угла рассеяния мюона, (c) $d\sigma/dQ^2$ как функция $Q^2 \nu_\mu$ CCQE-like рассеяния на нейтрон. Сечения посчитаны в рамках RDWIA+MEC модели с $M_A = 1.2$ ГэВ. Вклады QE и $2p - 2h$ MEC представлены отдельно. (d) Отношение $(d\sigma/dQ^2)_{\text{QE}+\text{MEC}}$ к истинным QE $(d\sigma/dQ^2)_{\text{QE}}$, посчитанное для экспериментов MiniBooNE и NOvA.

- ▶ В подходе **RDWIA+MEC** посчитаны вклады **CCQE-like** процессов при рассеянии лептонов. Модель проверена в векторном секторе, т.е. при описании данных по рассеянию электронов.
- ▶ В рамках **RDWIA+MEC** модели построен фит к данным MiniBooNE со свободным параметром - аксиальной массой. Получено значение аксиальной массы нуклона $M_A = 1.20$ ГэВ, которое в пределах ошибок согласуется со значением $M_A = 1.15 \pm 0.03$ ГэВ, полученным в [C. Wilkinson et al. PRD93, 072010 \(2016\)](#) and [C. Wilkinson, Ph.D. thesis, University of Sheffield, \(2015\)](#). Мы получили, что вклад **2p-2h** в MiniBooNE большой и составляет около **25%**.
- ▶ Вычислены усредненные по спектру нейтрино в эксперименте NOvA сечения КУ-подобных событий со значением $M_A = 1.20$ ГэВ. Вклад двух-частичных токов, обусловленных рассеянием на обменных мезонах, в эксперименте NOvA оценивается как **30-35%**.