

*На правах рукописи*

Лучук Станислав Владимирович

Квазиупругое взаимодействие  
мюонных нейтрино заряженным током  
в экспериментах MiniBooNE и NOvA

1.3.15 — физика атомных ядер и элементарных частиц,  
физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва — 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН).

**Научный руководитель:**

*Буткевич Анатолий Викторович*, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук, отдел лептонов высоких энергий и нейтринной астрофизики, ведущий научный сотрудник.

**Официальные оппоненты:**

*Друцкой Алексей Георгиевич*, доктор физико-математических наук, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им.П.Н.Лебедева Российской академии наук (ФИАН), лаборатория тяжелых кварков и лептонов, и.о. заведующего лабораторией, высококвалифицированный ведущий научный сотрудник.

*Наумов Вадим Александрович*, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник. Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), лаборатория теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова, начальник сектора «Нейтринная физика».

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Защита состоится \_\_\_\_\_ в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета 24.1.163.01 Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института ядерных исследований Российской академии наук по адресу: 117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИЯИ РАН и на сайте [www.inr.ru](http://www.inr.ru).

Автореферат разослан \_\_\_\_\_

Ученый секретарь  
диссертационного совета 24.1.163.01,  
кандидат физ.-мат. наук

Демидов Сергей Владимирович

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы исследования и степень ее разра- ботанности

Современные эксперименты доказывают существование осцилляций нейтрино, т. е. переходов нейтрино из одного флейворного состояния в другое. Так называемым флейворным состояниям отвечают электронные, мюонные и тау-нейтрино. Существование осцилляций говорит о том, что нейтрино обладают массами и их флейворные состояния  $\nu_\alpha$  являются суперпозицией массовых состояний  $\nu_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) с массами  $m_i$ , т.е.  $\nu_\alpha = \sum U_{\alpha i} \nu_i$ . Матрица смешивания  $U_{\alpha i}$  зависит от трех углов смешивания  $\theta_{ij}$ , фазы нарушения  $CP$  - инвариантности  $\delta$  и трех разностей квадратов масс  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Определение этих параметров, в частности, определение значения угла  $\theta_{23}$  ( $\theta_{23} > \pi/4$  или  $\theta_{23} < \pi/4$ ) является одной из важных целей действующих и планируемых (DUNE, HyperKamiokande) нейтринных экспериментов. Энергии нейтрино в пучке варьируются в диапазоне от 0.6 до 5 ГэВ. Систематические ошибки, в основном, обусловлены неопределенностями в потоках нейтрино, калибровкой детектора и сечениями взаимодействия нейтрино с ядрами.

В энергетическом диапазоне 0.6 - 5 ГэВ основной вклад в сечение рассеяния нейтрино на ядрах дают взаимодействия заряженным током (ЗТ): квазиупругие (КУ) с учетом вклада токов обменных мезонов (ОМ), процессы с рождением резонансов (РЕЗ) и глубоко неупругие процессы. В экспериментах с энергиями нейтрино меньше 1 ГэВ, где доминируют КУ и ОМ процессы, используется кинематический метод восстановления энергии нейтрино. Точность кинематического метода ограничена ядерными эффектами и точностью их моделирования. При энергиях нейтрино  $\epsilon_\nu \geq 2$  ГэВ вклад КУ рассеяния меньше 40% и, следовательно, оценка энергии налетающего нейтрино производится с помощью калориметрического метода восстановления энергии. Восстановление энергии нейтрино и систематическая неопределенность в сечениях нейтрино являются ключевыми проблемами современных нейтринных экспериментов. Сечения рассеяния нейтрино измерялись на разных мишенях: алюминий, пропан, вода, неон, а также на свободных нуклонах в диапазоне энергий от 0.2 до 300 ГэВ. Результаты измерений имеют существенные, как статистические, так и систематические ошибки (до 40%). Значения КУ сечения взаимодействия нейтрино в скинтилляторе, железе и воде, полученные в более поздних экспериментах (K2K, NOMAD,

MiniBooNE, Minerva, T2K), не уменьшили ошибки измерения существенным образом. Точность измерения обусловлена тем, что энергии нейтрино не известны, а также погрешностями потока нейтрино и отбора изучаемого типа событий.

Восстановление кинематических переменных и отбор КУ событий затруднен наличием ядерных эффектов. Нуклоны в ядре находятся в связанном состоянии и имеют некоторое распределение по импульсам, таким образом, рассеяние нейтрино на движущимся нуклоне усложняет кинематику изучаемых процессов. Помимо этого, нуклоны коррелируют друг с другом. На короткий промежуток времени нуклоны могут сблизиться и образовать коррелированную пару (NN) с большой энергией связи и большими относительными импульсами. Исследования по рассеянию электронов указывают, что в ядрах углерода 20% нуклонов находятся в NN парах на коротких расстояниях. Помимо взаимодействия с нуклонами в NN парах, рассеяния нейтрино происходят на ОМ, связывающих два нуклона. Эти процессы являются примером двух-частичного тока ( $2p2h$  - две частицы - две дырки в конечном состоянии). Они дают основной вклад в области энергий между КУ и РЕЗ пиками. Другим важным ядерным эффектом являются взаимодействия в конечном состоянии (FSI), в котором продукты реакции взаимодействуют с остаточным ядром. Прохождение этих частиц в ядре сопровождается их рассеянием и поглощением в нем, что меняет состав частиц вылетающих из ядра и их кинематику. Это приводит к одинаковой топологии событий, обусловленных различными типами взаимодействий. Например, события с одним или двумя восстановленными треками принадлежат квазиупругим взаимодействиям,  $2p2h$  и резонансным. Идентификация истинных КУ процессов, таким образом, усложняется. При энергиях порядка 1 ГэВ отобранный набор событий состоит преимущественно из истинных КУ процессов и ОМ. Такой набор называют КУ-подобные события. При энергиях порядка 2 ГэВ в отобранных событиях появляются вклады РЕЗ с поглощением пиона в ядре. Такой набор называют безпионные события ( $CC0p1$ ). Таким образом, правильность определения вкладов ОМ является приоритетной задачей при изучении КУ-подобных и безпионных процессов и в конечном итоге влияет на точность определения параметров осцилляций нейтрино.

Ядерные эффекты широко изучались (Saclay, NIKHEP, MIT) и продолжают изучаться (Jlab) в экспериментах по рассеянию электронов на ядрах. В таких экспериментах известна начальная энер-

гия электронов, что приводит к уменьшению неопределенностей при изучении ядерных эффектов. Процессы рассеяния электронов происходят, благодаря, электромагнитным векторным токам, что позволило хорошо изучить электромагнитные векторные форм-факторы нуклонов. Для описания квазиупругого взаимодействия нейтрино с ядрами необходимо знать аксиальный форм-фактор нуклона, поскольку слабый ток состоит из векторной и аксиальной частей. В ранних экспериментах он был определен при изучении квазиупругого рассеяния нейтрино на легких ядрах. Результаты этих исследований имеют большие ошибки измерения, поэтому современные нейтринные эксперименты продолжают изучать вклады аксиально-векторного тока в квазиупругие процессы рассеяния нейтрино на ядрах.

Для аксиального форм-фактора часто используется дипольное приближение со свободным параметром - аксиальной массой. Значения  $M_A$  получают исходя из наблюдаемого распределения событий по  $Q^2$ , дифференциального и полного КУ сечений. Результаты определения  $M_A$  разнятся от эксперимента к эксперименту и их значение, усредненное по мировым данным рассеяния на легких ядрах, составляет  $M_A = 1.026 \pm 0.021$  ГэВ. В современных экспериментах значения  $M_A$  были получены на различных тяжелых ядрах. В настоящее время для расчетов используют значения  $M_A = 1 - 1.2$  ГэВ. Так в генераторе нейтринных событий Genie значение  $M_A = 1.1 \pm 0.1$  ГэВ, а в генераторе NEUT значение  $M_A = 1.13 \pm 0.08$  ГэВ.

Для описания КУ рассеяния современные генераторы широко используют релятивистскую модель Ферми газа (RFGM) [1]. Чтобы точнее описать ядерную среду учитывают взаимодействия в конечном состоянии. Одним из подходов в этом направлении является релятивистский метод искаженных волн в импульсном приближении (RDWIA) [2, 3]. В импульсном приближении налетающий лептон взаимодействует только с одним нуклоном, в то время как оставшиеся (A-1) нуклоны в мишени являются наблюдателями. Релятивистские волновые функции связанных нуклонных состояний вычисляются в оболочечной модели ядра в приближении среднего поля. Волновая функция выбитого нуклона находится как решение уравнений Дирака с оптическим комплексным потенциалом. Реальная часть потенциала соответствует упругому рассеянию выбитого нуклона в ядерной среде, а мнимая описывает его поглощение. Подход RDWIA применим для кинетической энергии протона до  $\approx 1$  ГэВ. Существуют и другие подходы к описанию нейтринных взаимодействий: скейлин-

говая модель, метод функций Грина, модель Глаубера (RMSGGA).

Для описания вкладов обменных мезонов в сечение рассеяния лептонов на ядрах были предложены различные феноменологические модели. Увеличение поперечной функции отклика КУ процессов было предложено в работе [4], а модели с переменной аксиальной массой рассматривались в работе [5]. Более полные теоретические описания вкладов токов обменных мезонов были предложены в работах [6–8]. Эффекты NN корреляций учитываются в работах [6, 7], а в работе [8] ими пренебрегают. Точность таких расчетов трудно оценить, поскольку невозможно выделить модельно независимым образом вклады обменных мезонов в инклюзивные сечения рассеяния лептонов на ядрах.

### **Цели и задачи работы**

Целью данной работы является изучение КУ-подобных взаимодействий нейтрино заряженным током при энергиях нейтринного эксперимента NOvA с ядрами углерода и хлора. Исследование проводится в рамках объединенной модели искаженных волн в импульсном приближении с учетом вкладов 2-х частичных токов обменных мезонов (RDWIA+MEC модель). Для достижения данной цели были выполнены следующие задачи:

- 1) Предложена объединенная модель искаженных волн в импульсном приближении с учетом вкладов 2-х частичных токов обменных мезонов.
- 2) Проведено тестирование RDWIA+MEC модели на данных по рассеянию  $^{12}\text{C}(e, e')$  в различных кинематических областях, чтобы показать что эта модель хорошо описывает инклюзивные сечения рассеяния электронов на ядрах и оценить точность расчетов этих сечений.
- 3) Вычислены интегрированные по спектру нейтрино КУ-подобные дифференциальные сечения рассеяния нейтрино на ядрах углерода и проведены сравнения их с данными эксперимента MiniBooNE, чтобы определить:
  - а) зависимость аксиального форм-фактора нуклона от  $Q^2$
  - б) значение аксиальной массы нуклона, в случае дипольной параметризации аксиального форм-фактора.
- 4) Проведен расчет интегрированных по спектру нейтрино дифференциальных сечений КУ подобных процессов при энергиях эксперимента NOvA.

### **Научная новизна работы**

- 1) Предложена объединенная модель искаженных волн в импульсном приближении и вкладов 2-х частичных токов обменных мезонов

для описания КУ-подобных процессов рассеяния нейтрино на ядрах. Учет вкладов двух-частичных токов позволяет точнее описать сечения в области между КУ и РЕЗ пиками.

2) Впервые проведено сравнение сечений рассеяния нейтрино  $d\sigma/d\varepsilon_\mu$ ,  $d\sigma/dQ^2$  и  $d\sigma/dW$ , где  $\varepsilon_\mu$  - энергия мюона,  $Q^2$  - квадрат переданного 4-х импульса и  $W$  - инвариантная масса, вычисленных в RDWIA+МЕС и RDWIA (с  $M_A = 1.35$  ГэВ) подходах для  $\varepsilon_\nu = 2$  ГэВ, т. е. средней энергии нейтрино в эксперименте NOvA. Распределение по  $d\sigma/dW$  лучше позволяет различить эффекты, обусловленные большой аксиальной массой и вкладами ОМ.

3) Впервые определена зависимость аксиального форм-фактора нуклона  $F_A$  от  $Q^2$  и КУ-подобные сечения нейтрино в рамках модели RDWIA+МЕС на данных эксперимента MiniBooNE.

4) Для эксперимента MiniBooNE вычислены интегрированные по спектру нейтрино дифференциальные и двойные дифференциальные сечения квазиупруго подобных процессов. Из сравнения результатов расчета с данными этого эксперимента определено значение аксиальной массы нуклона равное 1.2 ГэВ для дипольного приближения аксиального форм фактора нуклона. Это значение аксиальной массы согласуется с мировыми данными.

5) Для эксперимента NOvA вычислены интегральные по спектру нейтрино дифференциальные и двойные дифференциальные сечения квазиупруго подобных процессов рассеяния в ближнем детекторе. Определен вклад двух-частичных токов обменных мезонов.

### **Теоретическая и практическая значимость работы**

1) В диссертации проведено детальное сравнение сечений рассеяния лептонов на ядрах с экспериментальными данными. Показано, что объединенная модель искаженных волн в импульсном приближении с учетом вкладов двух-частичных токов, обусловленных рассеянием на обменных мезонах, способна правильно описать эти данные. Была проведена оценка точности расчетов квазиупруго подобных сечений, которая составила порядка 8 - 12%. Вычислен вклад МЕС в эксперименте NOvA, который оказался равным 30%. Точность расчета этого вклада сильно влияет на систематическую ошибку в параметрах осцилляций.

2) Хорошее согласие результатов, полученных в рамках предложенной RDWIA+МЕС модели с данными эксперимента MiniBooNE позволяет определить зависимость аксиального форм-фактора нуклона от  $Q^2$  и значение аксиальной массы нуклона (дипольное приближение) равное  $M_A = 1.20 \pm 0.06$  ГэВ, что согласуется с современными

оценками этого параметра  $1.0 < M_A < 1.2$  ГэВ.

### **Методология и методы исследования**

В данной работе для описания квазиупругих процессов используется метод искаженных волн в импульсном приближении. Волновые функции связанных в ядре нуклонов вычисляются в приближении среднего поля. Волновые функции выбитых из ядра нуклонов являются решениями уравнения Дирака с комплексными оптическими потенциалами, описывающими процессы рассеяния и поглощения нуклонов в ядре. Для вычисления двух-частичных  $2p$ - $2h$  MEC токов используются параметризации ядерных функций отклика для взаимодействия на обменных мезонах. Значение аксиальной массы нуклона определяется из сравнения вычисленных и измеренных сечений КУ рассеяния на ядрах с использованием метода наименьших квадратов.

### **Положения, выносимые на защиту**

- 1) Предложена объединенная модель искаженных волн в импульсном приближении с учетом вкладов 2-х частичных токов обменных мезонов (RDWIA+MEC).
- 2) В модели RDWIA+MEC вычислены продольная и поперечная электромагнитные ядерные функции отклика и инклюзивные сечения рассеяния электронов на ядрах. Показано, что точность расчетов этих сечений оценивается на уровне 8 - 12%.
- 3) Проведено сравнение дифференциальных сечений рассеяния нейтрино как функций энергии мюона, квадрата переданного 4-х импульса и инвариантной массы, вычисленных в RDWIA + MEC и RDWIA (с большой аксиальной массой нуклона порядка 1.35 ГэВ) подходах. Показано, что распределение по инвариантной массе позволяет лучше различить эффекты, обусловленные большой аксиальной массой и вкладами обменных мезонов.
- 4) В модели RDWIA+MEC вычислены инклюзивные квазиупруго (КУ) подобные сечения рассеяния нейтрино для кинематики эксперимента MiniBooNE. Показано хорошее согласие вычисленных сечений с сечениями КУ-подобных событий, измеренных в эксперименте MiniBooNE.
- 5) Из данных по дифференциальным сечениям эксперимента MiniBooNE определены зависимость аксиального форм фактора нуклона от квадрата переданного 4-х импульса и аксиальная масса нуклона равная 1.2 ГэВ.
- 6) Вычислены интегральные по спектру нейтрино в эксперименте NOvA дифференциальные и двойные дифференциальные сечения

квазиупруго подобных процессов рассеяния в ближнем детекторе. Вклад двух-частичных токов обменных мезонов оценивается как 30-35%.

### **Личный вклад**

Вклад автора в полученные результаты является определяющим. Автор принимал непосредственное участие в решении следующих задач:

- а) разработка и тестирование всех программных компонентов для расчета сечений
- б) анализ эффектов, обусловленных большой аксиальной массой и вкладами обменных мезонов
- в) определение значений аксиального форм фактора нуклона и аксиальной массы нуклона
- г) расчет интегрированных по спектру нейтринного пучка дифференциальных сечений рассеяния нейтрино в ближнем детекторе NOvA и оценка точности проведенных расчетов.

### **Публикации по теме диссертации**

Материалы диссертации опубликованы в 4 печатных работах, из них 3 статьи в рецензируемых журналах:

A. V. Butkevich, S. V. Luchuk. Quasielastic neutrino charged-current scattering off  $^{12}\text{C}$ : Effects of the meson exchange currents and large nucleon axial mass // -Phys. Rev. C. -2018. -97. -p.045502.

A. V. Butkevich, S. V. Luchuk. Testing of quasi-elastic neutrino charged-current and two-body meson exchange current models with the MiniBooNE neutrino data and analysis of these processes at energies available at the NOvA experiment // -Phys. Rev. D. -2019. -99. -p.093001.

A. V. Butkevich, S. V. Luchuk. Inclusive electron scattering off  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ , and  $^{40}\text{Ar}$ : Effects of the meson exchange currents // -Phys. Rev. C. -2020. -102. -p.024602.

и 1 статья в сборнике трудов конференций:

S. V. Luchuk. Study of the  $\nu_\mu$  charged current quasielastic-like interactions in the NOvA near detector // -18th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics -2019. -p.98–100.

### **Степень достоверности и апробация диссертации**

Достоверность полученных результатов подтверждается хорошим согласием результатов расчетов полученных в рамках RDWIA+MEC модели с данными по рассеянию электронов на ядрах углерода, кальция и аргона, т.е. основных ядрах-мишенях в нейтринных экспериментах. Значение аксиальной массы нуклона 1.2 ГэВ, полученное из

анализа данных эксперимента MiniBooNE согласуется с мировыми данными. Достоверность результатов расчета наглядно продемонстрирована в диссертации.

Результаты были представлены на

- 18 Международная Ломоносовская конференция "Физика элементарных частиц", Москва, МГУ им. М.В.Ломоносова, 24.08 - 30.08 2017 г.
- Семинар "Десятые Зацепинские чтения", Москва, ФИАН, 07.06 2019 г.
- 29 Международная конференция по нейтринной физике и астрофизике "Neutrino 2020", Фермилаб, США, 22.06 - 02.07 2020 г.
- 30 Международная конференция по нейтринной физике и астрофизике "Neutrino 2022", Сеул, Корея, 30.05 - 04.06 2022 г.
- на семинарах ИЯИ и ОИЯИ и ряде совещаний группы по исследованию физики на ближнем детекторе эксперимента NOvA.

### Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Объем диссертации составляет 109 страниц, 31 рисунок. Список литературы содержит 139 наименований.

### Содержание работы

**Во введении** обсуждается важность изучения сечений рассеяния нейтрино, поясняется актуальность этой темы в свете нейтринных осцилляционных экспериментов. Сформулирована цель данной диссертации, ее научная новизна, а также теоретическая и практическая значимость работы. Перечислены положения, выносимые на защиту. Указаны публикации по теме диссертации, ее апробация. Приведены структура диссертации и ее краткое содержание.

**В первой главе** приводится теоретическое описание КУ взаимодействия и вкладов 2p-2h MEC в процессы рассеяния лептонов на ядрах. В разделе 1.1 рассматривается феноменология инклюзивных дифференциальных сечений рассеяния электронов и нейтрино как на свободных нуклонах, так и на ядрах. Рассматривается выражение для дифференциального сечения по энергии и телесному углу вылета  $\Omega_f$  рассеянного электрона

$$\frac{d^3\sigma^{el}}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_i} \frac{\alpha^2}{Q^4} L_{\mu\nu}^{(el)} W^{\mu\nu(el)}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_i$  и  $\varepsilon_f$  энергии налетающего и рассеянного электрона,  $\alpha = 1/137$  - постоянная тонкой структуры,  $Q^2$  - квадрат переданного 4-импульса,  $L_{\mu\nu}$  и  $W^{\mu\nu(el)}$  - лептонный и адронный тензоры. Инклюзивное сечение рассеяния нейтрино заряженным током представляется как

$$\frac{d^3\sigma^{(cc)}}{d\varepsilon_f d\Omega_f} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{|\mathbf{k}_f|}{\varepsilon_i} \frac{\tilde{G}^2}{2} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu(cc)}. \quad (2)$$

Лептонный  $L_{\mu\nu}$  и адронный  $W^{\mu\nu(cc)}$  тензоры построены на слабых заряженных лептонном  $J^\mu$  и адронном  $j_\mu$  токах. Константа  $\tilde{G} = M_W^2 / (Q^2 + M_W^2) G \cos \theta_c$ , где  $G = 1.16639 \times 10^{-11}$  МэВ<sup>-2</sup> - константа слабого взаимодействия,  $M_W$  обозначает массу W бозона,  $\theta_c$  - угол Каббиво ( $\cos \theta_c = 0.9749$ ). Представлен общий вид адронного тензора

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{(el,cc)} &= \sum_f \langle X | J_\mu^{(el,cc)} | A \rangle \langle A | J_\nu^{(el,cc)\dagger} | X \rangle \delta(\varepsilon_A + \omega - \varepsilon_X) = \\ &= W_{1p1h}^{\mu\nu} + W_{2p2h}^{\mu\nu} + \dots, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $|A\rangle$  - начальное состояние ядра,  $|X\rangle$  - конечное состояние адронной системы,  $\omega$  - переданная энергия,  $1p - 1h$ ,  $2p - 2h$  каналы реакции. Также, в разделе описываются продольные и поперечные ядерные функции отклика.

В разделе 1.2 рассматривается рассеяние электронов и нейтрино на нуклонах, находящихся на немассовой поверхности. Объясняется применение импульсного приближения. Приведены представления ядерного тока в случае свободных и связанных нуклонов. Для нуклона на массовой поверхности возможны три эквивалентных представления ядерного тока. Если нуклоны находятся на немассовой поверхности, то эти представления не эквивалентны и их различие растёт с увеличением  $Q^2$ . Для описания взаимодействий со связанным нуклоном представлен метод экстраполяции на немассовую поверхность [9]. В этом подходе используют форм-факторы и спиноры свободного нуклона, а в выражениях для вершинной функции оператора тока делают замену энергии связанного нуклона  $\varepsilon$  на энергию свободного нуклона.

В разделе 1.3 приведено детальное описание электромагнитных и слабых форм-факторов нуклона. Показана их связь с матричными элементами электромагнитного и слабого токов. Слабый адронный ток имеет V-A структуру, т. е. состоит из векторной  $V_\alpha$  и аксиальной

$A_\alpha$  частей. Его можно представить в виде

$$J_\alpha = \cos \theta_C (V_\alpha + A_\alpha). \quad (4)$$

Однонуклонный матричный элемент оператора  $V_\alpha$  принимает вид

$$\langle p' | V_\alpha | p \rangle = N_{p'} N_p \bar{u}(p') [\gamma_\alpha F_V(Q^2) - (1/2M) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta F_M(Q^2)] u(p), \quad (5)$$

а элемент оператора аксиального тока  $A_\alpha$  представляется в виде

$$\langle p' | A_\alpha | p \rangle = N_{p'} N_p \bar{u}(p') [\gamma_\alpha \gamma_5 F_A(Q^2) + i q_\alpha \gamma_5 F_P(Q^2)] u(p). \quad (6)$$

Вещественные функции  $F_V(Q^2)$ ,  $F_M(Q^2)$ ,  $F_A(Q^2)$ ,  $F_P(Q^2)$  - векторный, магнитный, аксиальный и псевдоскалярный слабые форм-факторы нуклона. Для аксиального форм-фактора используется дипольная параметризация, в которой аксиальная масса нуклона  $M_A$  - свободный параметр.

В разделе 1.4 обсуждаются вклады двух-частичных токов в квазиупругое рассеяние лептонов, приведен МЕС оператор, описывающий рассеяние на обменных мезонах. Вклады токов обменных мезонов в 2p-2h канал вычислять довольно сложно. Для упрощения расчетов используют релятивистскую модель фермиевского газа нуклонов [10]. Соответствующий адронный тензор дается [11] интегрированием по всем 2p-2h возбужденным состояниям с двумя дырками  $h_1$ ,  $h_2$  и двумя частицами  $p'_1$ ,  $p'_2$  в конечном состоянии.

**Во второй главе** приводится описание RDWIA+МЕС модели в рамках которой выполнен расчет КУ-подобных сечений рассеяния нейтрино на ядрах. В разделе 2.1 рассматривается рассеяние лептонов на ядрах в импульсном приближении. В этом приближении взаимодействие происходит только на одном нуклоне ядра, а адронный ток представляется как сумма одночастичных токов. Релятивистские волновые функции связанного нуклона находятся в приближении среднего поля [12, 13], поэтому задача сводится к взаимодействию нуклонов с усредненным потенциалом, который предполагается сферически симметричным. Волновые функции нуклонов и мезонов находятся численными методами. Также, обсуждаются заполненности орбиталей в оболочечной модели ядра. Согласно данным JLab, заполненность орбиталей  $S(i)$  ядра  $^{12}\text{C}$  в этой модели равна  $S(1p_{1/2}) = 0.84$  и  $S(1s_{1/2}) = 1$ . При рассеянии на аргоне  $^{40}\text{Ar}$  заполненности орбиталей варьируются от  $S(1f_{7/2}) = 0.82$  до  $S(1s_{1/2}) = 1$ . Недостаточная заполненность орбиталей связана с наличием NN корреляций на коротких расстояниях. Результаты экспериментов, проведенных в лаборатории JLab и NIKHEP показывают,

что относительные импульсы в NN парах могут достигать значений 400-500 МэВ/с. Около 90% этих состояний составляют корреляции нейтрона и протона  $np$  и 5% это протон-протонные корреляции  $pp$ .

Раздел 2.2 посвящен модели искаженных волн в импульсном приближении RDWIA. В этой модели для описания взаимодействия вылетающего нуклона с остаточным ядром используется оптический потенциал, содержащий действительную и мнимую части. Действительная часть описывает упругое взаимодействие нуклона, а мнимая часть - неупругое. Оптические потенциалы определены из экспериментальных данных по сечению рассеяния нуклонов [14]. В разделе подробно объяснено, что при расчетах инклюзивных реакций в подходе RDWIA используют только реальную часть потенциала. В данной работе искаженные волновые функции вычисляются численными методами с использованием программы LEA [15], в которой оптические потенциалы для ядер углерода и кальция были заданы параметризацией EDAD1. Приведено, также, описание вычислений сечений рассеяния лептонов с учетом NN корреляций в ядре [16]. Вклады в сечение от NN пар  $(d^3\sigma/d\varepsilon_f d\Omega_f)_{HM}$  вычисляются в плосковолновом приближении. Для учета взаимодействий в конечном состоянии этих высокоэнергетичных нуклонов делается поправка на прозрачность ядра [17].

В разделе 2.3 приводится описание аппроксимаций точных расчетов электрослабых функций отклика 2p-2h MEC процессов, которые в дальнейшем используются в расчете сечений [18].

В разделе 2.4 дано описание метода для определения  $F_A(Q^2)$  из данных о  $d\sigma/dQ^2$ . Рассматривается разложение интегрированного по потоку инклюзивного КУ сечения в виде суммы вкладов векторного  $\sigma^V$ , аксиального  $\sigma^A$ , и вектор-аксиального  $\sigma^{VA}$  сечений

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{d\sigma^{QE}}{dQ^2}(Q^2) \right\rangle &= \langle \sigma^V(Q^2) \rangle^{QE} + F_A^2(Q^2) \langle \sigma^A(Q^2) \rangle^{QE} \\ &+ h F_A(Q^2) \langle \sigma^{VA}(Q^2) \rangle^{QE}. \end{aligned} \quad (7)$$

При рассмотрении квазиупругих взаимодействий и взаимодействий на обменных мезонах интегрированное по потоку сечение может быть записано как сумма  $\langle d\sigma^{QE}/dQ^2(Q^2) \rangle + \langle d\sigma^{MEC}/dQ^2(Q^2) \rangle$ . Аксиальный форм-фактор  $F_A^2(Q^2)$  можно получить, решая уравнения (7) для суммы КУ и MEC, где сечения  $\langle (d\sigma/dQ^2)(Q^2) \rangle$  берутся из экспериментальных данных.

**В третьей главе** приводятся результаты расчетов электромагнитных функций отклика и дифференциальных сечений рассеяния

электронов на углероде, а также их сравнение с данными экспериментов. Это позволяет проверить, по-крайней мере, точность расчета вклада векторных электрослабых токов. В разделе 3.1 показано сравнение продольной  $R_L$  и поперечной  $R_T$  функций отклика с экспериментальными данными Saclay и мировыми данными в диапазоне переданных импульсов  $300 < |\mathbf{q}| < 570$  МэВ/с. Также рассмотрены вклады в  $R_L(|\mathbf{q}|, \omega)$  от NN коррелированных пар и вклады в  $R_T(|\mathbf{q}|, \omega)$  от  $2p - 2h$  MEC.

В разделе 3.2 представлены результаты вычислений двойных дифференциальных сечений рассеяния электронов на ядрах углерода как функций переданной ядру энергии в сравнении с данными. На рисунке 1 наблюдается хорошее согласие местоположения, ширины и высоты максимума распределения КУ взаимодействий, что говорит о надежности RDWIA+MEC модели. Расчеты показывают, что вклад  $2p - 2h$  MEC возрастает с переданной энергией и достигает максимума в области между QE и  $\Delta$  пиками, которая называется "dip" областью. Также рассмотрена RDWIA + MEC + RES модель [23], в которой для описания вкладов резонансных процессов использовалась параметризация одно-нуклонных неупругих спектральных функций. Наблюдается согласие модели с данными в "dip" области, что говорит о надежности модели для описания OM вкладов. Точность этих вычислений определяет точность предсказания вкладов MEC в векторном секторе электрослабых взаимодействий.

В разделе 3.3 представлено сравнение двух подходов для вычисления двойных-дифференциальных сечений рассеяния нейтрино при энергиях эксперимента MiniBooNE. В RDWIA+MEC подходе учитываются вклады двух-частичных токов со значением аксиальной массы порядка 1 ГэВ. Во втором RDWIA подходе эти вклады не учитываются, но используется большое значение аксиальной массы ( $M_A = 1.35$  ГэВ). Для сравнения были вычислены нейтринные и антинейтринные сечения  $(d\sigma/dx)_{QE+MEC}$  в модели RDWIA+MEC с аксиальной массой  $M_A = 1.03$  ГэВ и сечения  $(d\sigma/dx)_{M_A, QE}$  в модели RDWIA с аксиальной массой  $M_A = 1.35$  ГэВ, как функции кинематических переменных  $x = \{\varepsilon_\mu, Q^2, W\}$  при энергиях налетающего нейтрино  $\varepsilon_\nu = 2$  ГэВ. Также, сравниваются полные сечения рассеяния нейтрино и антинейтрино. Сечения рассеяния  $d\sigma/dW$  как функции инвариантной массы  $W$  и отношения  $R(MEC) = (d\sigma/dx)_{QE+MEC}/(d\sigma/dx)_{QE}$ ,  $R(M_A = 1.35) = (d\sigma/dx)_{M_A, QE}/(d\sigma/dx)_{QE}$  представлены на рисунке 2. Вклад  $2p - 2h$  MEC возрастает с инвариантной массой и достигает максимума при

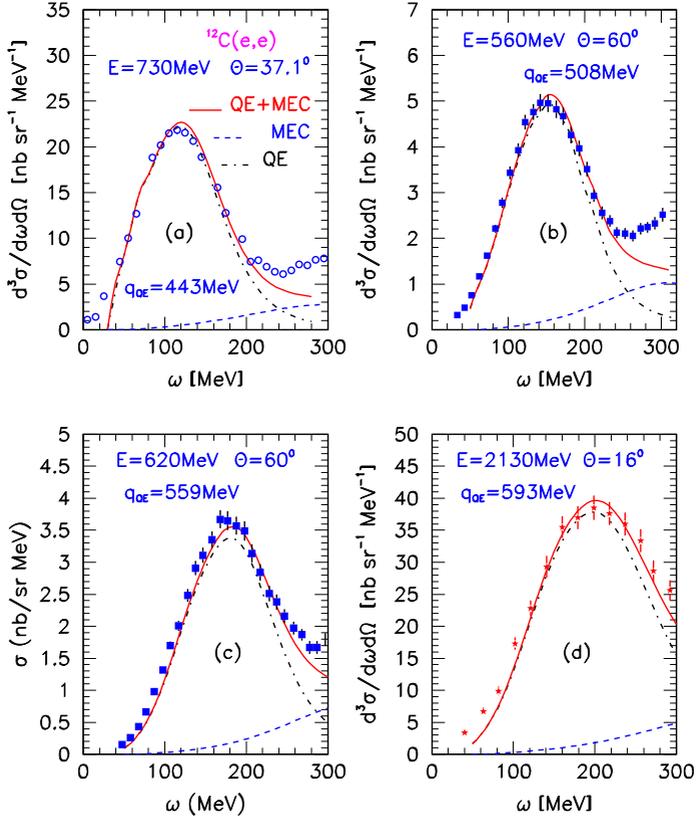


Рис. 1: Инклюзивное двойное дифференциальное сечение, как функция переданной энергии  $\omega$  для рассеяния электрона на  $^{12}\text{C}$ . Сплошная линия - результаты RDWIA + MEC модели, штриховая линия - вклады  $2p - 2h$  MEC и штрихпунктирная - вклады от КУ. Данные приведены из [19] (круг) для энергии пучка электронов  $E = 730$  МэВ и  $\theta = 37.1^\circ$ ; [20] (заполненные квадраты) для  $E = 560$  МэВ,  $\theta = 60^\circ$  и  $E = 620$  МэВ и  $\theta = 60^\circ$ ; [21, 22] для  $E = 2130$  МэВ и  $\theta = 16^\circ$ .

$W \approx 1.15$  ГэВ, как и в случае рассеяния электронов. Таким образом, процессы MEC доминируют в “dip” области. Учет вклада двухчастичных токов или же большой аксиальной массы нуклона ока-

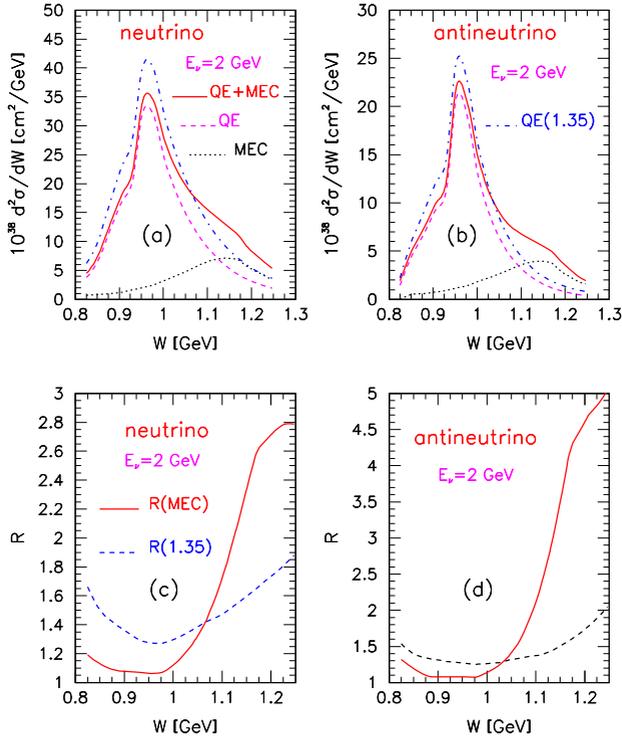


Рис. 2: Инклюзивное сечение (верхний рисунок) и отношения  $R(MEC)$  и  $R(M_A = 1.35)$  (нижний рисунок) как функции  $W$  для рассеяния нейтрино и антинейтрино с энергией  $E_\nu = 2$  ГэВ на ядрах углерода  $^{12}\text{C}$ . На верхних рисунках сплошная линия - расчеты RDWIA+MEC, штрихпунктирная линия - расчеты RDWIA ( $M_A = 1.35$  ГэВ), где штриховая и пунктирные линии - RDWIA( $M_A = 1.03$  GeV) и MEC вклады в сечения RDWIA+MEC. На нижних рисунках показаны отношения  $R(MEC)$  (сплошная линия) и  $R(M_A = 1.35)$  (пунктирная линия).

зывает практически одинаковый эффект как на дифференциальные  $d\sigma/d\varepsilon_\mu$ , так и на полные сечения в области КУ пика. Однако, эти два подхода по разному влияют на распределения по инвариантной массе.

**В четвертой главе** определяется аксиальный форм-фактор нуклона и значение его аксиальной массы из сравнения результатов модели RDWIA+MEC с данными эксперимента MiniBooNE по рассеянию нейтрино на ядрах углерода. При найденном значении аксиальной массы оцениваются интегрированные по спектру нейтрино сечения КУ рассеяния и рассеяния на обменных мезонах при энергиях эксперимента NOvA.

В разделе 4.1 приводится описание метода для определения аксиального форм-фактора нуклона из данных по дифференциальным сечениям рассеяния нейтрино. Для получения значений аксиального форм-фактора  $F_A(Q^2)$  как функции  $Q^2$  используются интегрированные по спектру измеренные сечения нейтрино  $\langle d\sigma/dQ^2 \rangle$ , а также интегрированные по спектру дважды-дифференциальные сечения рассеяния нейтрино  $d^2\sigma/dTdcos\theta$ . Квадрат переданного 4-импульса  $Q_{QE}^2$  вычисляется по восстановленной энергии нейтрино и по измеренным энергии и углу вылетающего мюона. Поток нейтрино в эксперименте MiniBooNE охватывает диапазон  $0 < E_\nu < 3$  ГэВ. Аксиальная масса нуклона является свободным параметром RDWIA+MEC модели. При определении значения аксиальной массы и аксиального форм-фактора используется метод наименьших квадратов. В результате определены следующие значения  $\chi^2$  и  $M_A$ :  $\chi_{1D}^2/DOF = 19/13$  и  $M_A = 1.17 \pm 0.03$  ГэВ для 1D фита и  $\chi_{2D}^2/DOF = 62/136$  и  $M_A = 1.24 \pm 0.09$  ГэВ для 2D фита. Также, получено наилучшее значение  $M_A = 1.20 \pm 0.06$  ГэВ ( $\chi^2/DOF = 111/150$ ) для 1D+2D фита. Полученные значения  $M_A$  согласуются в пределах экспериментальных ошибок. В наших расчетах мы используем среднее между значениями 1.17 и 1.24, равное  $M_A = 1.20$  ГэВ. Результаты модели RDWIA+MEC сравниваются с данными MiniBooNE на рис. 3. Наблюдается хорошее согласие RDWIA+MEC модели с экспериментальными данными MiniBooNE при полученных значениях аксиальной массы нуклона  $M_A$ .

В разделе 4.2 проводится сравнение сечений, вычисленных со значением  $M_A = 1.2$  ГэВ в модели RDWIA+MEC, с сечениями, вычисленными в рамках других моделей: SuSAv2-MEC [25], RPA-MEC(N) [24] и RPA-MEC(M) [6]. Результаты сравнения представлены на рис. 3

В разделе 4.3 приводится оценка дифференциального сечения КУ-подобного рассеяния нейтрино при энергиях эксперимента NOvA. В рамках RDWIA+MEC модели вычислены интегрированные по спектру сечения рассеяния на нейтрон  $d^2\sigma/dTdcos\theta$ ,  $d\sigma/dT$ ,

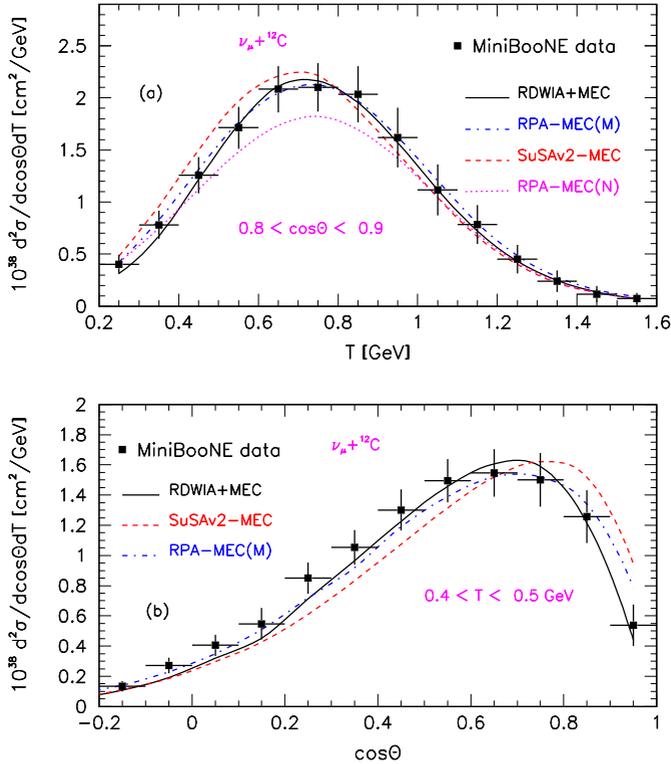


Рис. 3: Интегрированные по потоку нейтрино  $d^2\sigma/dTd\cos\theta$  КУ-подобные сечения рассеяния  $\nu_\mu$  на нейтрон мишени. Верхний рисунок: вычисления RDWIA+MEC (сплошная линия), RPA-MEC(M) (штрих-пунктирная) [6], SuSAv2-MEC (штриховая) и RPA-MEC(N) (пунктирная) [24] в диапазоне  $0.8 < \cos\theta < 0.9$  как функции кинетической энергии мюона. Нижний рисунок: вычисления RDWIA+MEC (сплошная линия), SuSAv2-MEC (штриховая), RPA-MEC(M) (штрих-пунктирная) в диапазоне  $0.4 < T < 0.5$  ГэВ как функции угла рассеяния мюона. Данные MiniBooNE показаны точками.

$d\sigma/d\cos\theta$  и  $d\sigma/dQ^2$ . Сечения были посчитаны в диапазоне  $T > 0.3$  ГэВ и  $0.3 < \cos\theta < 1$ . Детекторы NOvA состоят в основном из

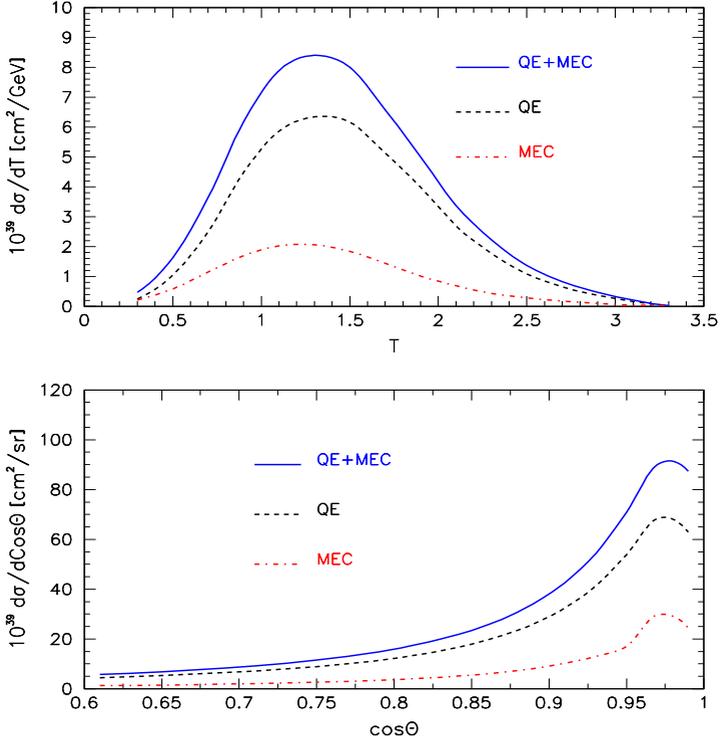


Рис. 4: Интегрированные по потоку нейтрино сечения  $\nu_\mu$  КУ-подобного рассеяния на нейтрон  $d\sigma/dT$  для  $0.6 < \cos\theta < 1$ , как функции кинетической энергии мюона (верхний рисунок), и  $d\sigma/d\cos\theta$  для  $0.2 < T < 3.5$  ГэВ, как функции угла рассеяния мюона (нижний рисунок). Вклады КУ и  $2p - 2h$  MEC представлены отдельно.

углерода, хлора и водорода:  $^{12}\text{C}$  - 66.8%,  $^{35}\text{Cl}$  - 16.4%,  $^1\text{H}$  - 10.5%,  $^{48}\text{Ti}$  - 3.3%,  $^{16}\text{O}$  - 2.6%, примесь других элементов составляет 0.4%. Для упрощения вычислений предполагается, что рассеяние происходит только на нейтронах, находящихся в ядрах углерода и хлора. Доля углерода полагается равной  $\alpha_C = 0.806$ , доля хлора -  $\alpha_{Cl} = 0.194$ . В работе [26] вычислялись дифференциальные сечения рассеяния нейтрино на аргоне  $^{40}\text{Ar}$ . Отличия между ядерной структурой  $^{40}\text{Ar}$  и  $^{35}\text{Cl}$  незначительные. Таким образом, взаимо-

действия нейтрино при энергиях эксперимента NOvA оцениваются при рассеянии на мишени, состоящей из ядер углерода и аргона. Вклады процессов 2p-2h MEC при рассеянии на аргоне были вычислены с использованием параметризации для  $^{12}\text{C}$  [27], перенормированной для аргона. Сечение рассеяния на нейтрон может быть выражено как  $\sigma_{MIX} = \alpha_C \sigma_C + \alpha_{CI} \sigma_{Ar}$ . Дифференциальные сечения  $d\sigma/dT$  и  $d\sigma/d\cos\theta$  представлены на рисунке 4. Представлены отношения  $R_{MEC} = (d\sigma/dQ^2)_{QE+MEC} / (d\sigma/dQ^2)_{QE}$ , где дифференциальные КУ-подобные сечения  $(d\sigma/dQ^2)_{QE+MEC}$  и КУ сечения  $(d\sigma/dQ^2)_{QE}$  вычислены для экспериментов MiniBooNE и NOvA. Систематические неопределенности этих сечений равны, примерно,  $\pm 12\%$ . Отношения  $R_{MEC}$  показывают, что в эксперименте NOvA вклад 2p-2h MEC процессов на 8% больше, чем в эксперименте MiniBooNE. Это может быть связано с тем, что поток нейтрино в эксперименте NOvA имеет максимум в районе  $\approx 2$  ГэВ, а в эксперименте MiniBooNE такой максимум приходится на энергии  $\approx 0.7$  ГэВ.

**В заключении** подытожены результаты, представленные в данной работе

- Для описания КУ-подобных сечений предложена объединенная модель RDWIA+MEC искаженных волн в импульсном приближении и вкладов 2-х частичных токов, обусловленных рассеянием на обменных мезонах. Эта модель учитывает эффекты взаимодействий в конечном состоянии и NN корреляции нуклонов на коротких расстояниях.
- Модель RDWIA+MEC успешно проверена в электромагнитных взаимодействиях. Для этого приведены результаты расчетов электромагнитных функций отклика и дифференциальных сечений рассеяния электронов на углероде, и их сравнение с экспериментальными данными в широкой кинематической области.
- Проведен сравнительный анализ вычисленных квазиупругих и 2p-2h MEC сечений рассеяния нейтрино на ядрах углерода в рамках совместной RDWIA+MEC модели с аксиальной массой нуклона равной 1.03 ГэВ и модели RDWIA с  $M_A = 1.35$  ГэВ. Показано, что увеличение поперечной функции отклика или же аксиальной массы нуклона оказывает практически одинаковый эффект как на дифференциальные, так и на полные

сечения в области КУ пика. В то же время, эти два подхода дают разный результат при рассмотрении дифференциальных сечений по переменным  $W$ .

- В рамках RDWIA+MEC подхода получена зависимость аксиального форм-фактора  $F_A$  от  $Q^2$  и значение аксиальной массы нуклона  $M_A \approx 1.2$  ГэВ из данных эксперимента MiniBooNE. Определен вклад двух-частичных токов в КУ-подобные процессы, который в эксперименте MiniBooNE составляет около 25% в зависимости от кинематики.
- В рамках RDWIA+MEC модели со значением аксиальной массы  $M_A = 1.2$  ГэВ оценены интегрированные по потоку дифференциальные КУ-подобные сечения рассеяния нейтрино на ближнем детекторе эксперимента NOvA.
- Из анализа интегрированных по потоку дифференциальных КУ-подобных сечений рассеяния нейтрино по  $Q^2$  следует, что вклад 2p-2h MEC процессов при энергиях эксперимента NOvA составляет 30% - 35%, т. е. примерно на 8% больше, чем в эксперименте MiniBooNE.

## Список литературы

1. Smith R. A., Moniz E. J. Neutrino reactions on nuclear targets // Nucl. Phys. -1972. -B43. -p.605-622.
2. Kelly J.J. Nucleon knockout by intermediate energy electrons // Adv. Nucl. Phys. -1996. -23. -p.75-294.
3. Kelly J.J. Relativistic distorted-wave impulse approximation analysis of  $^{12}\text{C}(e,e'p)$  for  $Q^2$  (GeV/c) $^2$  // Phys. Rev. C. -2005. -71. -p.064610.
4. Bodek A., Budd H. S., Christy E. Neutrino quasielastic scattering on nuclear targets // Eur.Phys.J. -2011. -C71. -p.1726.
5. Kuzmin K. S., Naumov V. A., Petrova O.N. Quasielastic neutrino-nucleus interactions in the empirical model of running axial mass of the nucleon // Phys. Part. Nuclei. -2017. -48. -p.995-997.
6. Martini M., Ericson M., Chanfray G. Neutrino quasielastic interaction and nuclear dynamics // Phys. Rev. C. -2011. -84. -p.055502.
7. Nieves J., Ruiz Simo I., Vicente Vacas M. J. Two particle-hole excitations in charged current quasielastic antineutrino-nucleus scattering // Phys. Rev. B. -2013. -721. -p.90-93.
8. Amaro J., Barbaro M., Caballero J., Donnelly T., Williamson C. Meson-exchange currents and quasielastic neutrino cross sections in the superscaling approximation model // Phys.Lett. B. -2011. -696. -p.151-155.
9. De Forest T. Off-shell electron-nucleon cross section: The impulse approximation // Nucl. Phys. -1983. -A392. -p.232-248.
10. Ruiz Simo I., Amaro J. E., Barbaro M. B., De Pace A., Caballero J. A., Donnelly T. W. Relativistic model of 2p-2h meson exchange currents in (anti)neutrino scattering // J. Phys. G. -2017. -44. -p.065105.
11. Amaro J.E. et al. Electron-versus neutrino-nucleus scattering // arXiv [hep-ex]. -2019. -1912.10612. -p.1.
12. Walecka J. A theory of highly condensed matter // Ann. Phys. -1974. -83. -p.491-529.
13. Serot B., Walecka J. The relativistic nuclear many-body problem // Adv. Nucl. Phys. -1986. -16. -p.1.
14. Cooper E. D., Hama E. D., Clark B. C., Mercer R. L. Global dirac

- phenomenology for proton-nucleus elastic scattering // Phys. Rev. -1993. -C47. -p.297-311.
15. Kelly J. J. Lea: program to compute nucleon - nucleon scattering or nucleon knockout by electron scattering. - <http://www.physics.umd.edu/enp/jjkelly/LEA/lea.html>.
  16. Degli Atti C. C., Simula S. Realistic model of the nucleon spectral function in few- and many-nucleon system // Phys. Rev. -1996. -C53. -p.1689-1710.
  17. Butkevich A. V., Kulagin S. A. Quasi-elastic neutrino charged-current scattering cross section on oxygen // Phys. Rev. C. -2007. -76. -p.045502.
  18. Amaro J. E. et al. Electron- versus neutrino-nucleus scattering // arXiv [nucl-th]. -2019. -1912.10612. -p.1.
  19. O'Connell J. S. et al. Electromagnetic excitation of the delta resonance in nuclei // Phys. Rev. C. -1987. -35. -p.1063.
  20. Barreau P. et al. Deep-inelastic electron scattering from carbon // Nucl. Phys. A. -1983. -402. -p.515.
  21. Benhar O., Day D., Sick I. Inclusive quasielastic electron-nucleus scattering // Rev. Mod. Phys. -2008. -80. -p.189.
  22. Benhar O., Day D., Sick I. An archive for quasi-elastic electron-nucleus scattering data // arXiv [nucl-ex]. -2006. -0603032. -p.1.
  23. Butkevich A. V., Luchuk S. V. Inclusive electron scattering off  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ , and  $^{40}\text{Ar}$ : Effects of the meson exchange currents // Phys. Rev. C. -2020. -102. -p.024602.
  24. Nieves J., Ruiz Simo I., Vicente Vacas M. J. The nucleon axial mass and the MiniBooNE quasielastic neutrino-nucleus scattering problem // Phys. Lett. B. -2012. -707. -p.72-75.
  25. González-Jiménez R., Megias G. D., Barbaro M. B., Caballero J. A., Donnelly T. W. Extensions of superscaling from relativistic mean field theory: The SuSAv2 model // Phys. Rev. C. -2014. -90. -p.035501.
  26. Butkevich A.V., Perevalov D. Quasi-elastic neutrino charged-current scattering off medium-heavy nuclei:  $^{40}\text{Ca}$  and  $^{40}\text{Ar}$  // Phys. Rev. C. -2012. -85. -p.065501.
  27. Megias G.D. et al. Neutrino-oxygen  $\text{CC}0\pi$  scattering in the SuSAv2-MEC model // J. Phys. G. -2019. -46. -p.015104.

Научное издание

Лучук Станислав Владимирович

Квазиупругое взаимодействие  
мюонных нейтрино заряженным током  
в экспериментах MiniBooNE и NOvA

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Ф-т 60x84/16 Уч.-изд.л. 1,1 Зак. № 22518 Тираж 70 экз. Бесплатно

Печать цифровая

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук

Издательский отдел

117312, Москва, проспект 60-летия Октября, 7а