



## 10-Физика атомного ядра и элементарных частиц

Анипко Дмитрий Александрович, 6 курс

Новосибирский государственный университет, физический

**Моделирование эксклюзивных процессов рождения адронов в  $e^+e^-$ - аннигиляции.**

Научный руководитель: Эйдельман Семен Исаакович, к.ф.-м.н., внс, ИЯФ СО РАН им. Будкера

Адрес: 630090, Россия, Новосибирск-90, а/я 195

E-Mail: [anipko@tornado.nsk.ru](mailto:anipko@tornado.nsk.ru) стр. 496

Горшков Алексей Владимирович, стажёр преподаватель-исследователь

МОУ Физико-математический лицей ?31 г. Челябинска, Каф. физики

**О возможности ядерно-изомерных генераторов когерентного рентгеновского и гамма-излучений на основе явления вынужденного электромагнитного излучения возбуждённых атомных ядер**

Адрес: 456625, Челябинская обл., г.Копейск, ул.Жданова, д.29, кв.10

E-Mail: [phys@lyc.schel.ac.ru](mailto:phys@lyc.schel.ac.ru) стр. 497

Горшков Алексей Владимирович, стажёр преподаватель-исследователь

МОУ Физико-математический лицей ?31 г. Челябинска, Каф. физики

**Гипотетические новые способы осуществления ядерных реакций**

Адрес: 456625, Челябинская обл., г.Копейск, ул.Жданова, д.29, кв.10

E-Mail: [phys@lyc.schel.ac.ru](mailto:phys@lyc.schel.ac.ru) стр. 499

Картавец Александр Васильевич, 2 курс магистратуры

Ростовский Государственный Университет, физический

**Когерентное рассеяние нейтрино**

Научный руководитель: Верешков Г.М., доцент, начальник отдела физики высоких энергий, НИИ физики

Адрес: 344112, Ростов-на-Дону, Клубная 8а, кв 4

Телефон: (8632) 52-88-37

E-Mail: [akartavt@mail.ru](mailto:akartavt@mail.ru) стр. 501

Мастропас Екатерина Валентиновна, 2 курс магистратуры

Ростовский Государственный Университет, физический

**Масштаб Великого объединения взаимодействий как функционал спектра масс суперсимметричных партнеров элементарных частиц**

Научный руководитель: Верешков Григорий Моисеевич, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры теоретической и вычислительной физи, физический факультет РГУ

Адрес: "3440044; г.Ростов-на-Дону, ул. 1-я Володарская, 74"

Телефон: (8632)44-43-86

E-Mail: [mastropas@mail.ru](mailto:mastropas@mail.ru) стр. 503

Штоль Дмитрий Александрович, 4 курс

Новосибирский Государственный Университет, физический

**Моделирование светосбора в счетчиках калориметра детектора SND**

Научный руководитель: Голубев Владимир Борисович, Кандидат физико-математических наук.,

Старший научный сотрудник., Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера

Адрес: 630090 Новосибирск ул. Академическая дом 8 кв. 20

E-Mail: [shtol@sndxt1.inp.nsk.su](mailto:shtol@sndxt1.inp.nsk.su) стр. 504

Шульга Денис Владимирович, аспирант

Дальневосточный Государственный Университет, ИФИТ

**Взаимодействие в конечном состоянии в фоторасщеплении дейтрона**

Научный руководитель: Бондаренко С. Г., к. ф.-м. н., с. н. с., ОИЯИ, г. Дубна

Адрес: 690600 г. Владивосток, ул. Суханова 8, ИФИТ ДВГУ

E-Mail: [denis@ifit.phys.dvgu.ru](mailto:denis@ifit.phys.dvgu.ru) стр. 506

## Моделирование эксклюзивных процессов рождения адронов в $e^+e^-$ аннигиляции.

*Анипко Дмитрий Александрович*

*Пак Алексей Владимирович*

*Новосибирский государственный университет*

*Эйдельман Семен Исаакович к.ф.-м.н.*

*[anipko@tornado.nsk.ru](mailto:anipko@tornado.nsk.ru)*

Целью работы ставилось создание реалистичных Монте-Карло генераторов для некоторых процессов рождения пяти и шести заряженных и нейтральных пионов в конечном состоянии. Реалистичность подразумевает нетривиальный матричный элемент перехода из начального состояния ( $e^+e^- \rightarrow \gamma^*$ ) в конечное ( $5\pi, 6\pi$ ), учитывающий (изо)спиновые характеристики конечных и промежуточных частиц.

Для вычислений использовалась модель постепенного «испарения» пионов, т.е. последовательных двух частичных распадов посредством промежуточных резонансных состояний ( $\rho, \omega, \phi, f_0, a_1$  и т.д.). Вершины взаимодействия записывались в виде инвариантов лоренц-преобразований

(например,  $F_{\mu\nu}(V_1)F^{\mu\nu}(V_2), \tilde{F}_{\mu\nu}(V_3)F^{\mu\nu}(V_4)$ ), здесь

$F_{\mu\nu}(V) = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} e_V^\alpha P_V^\beta$ ,  $\tilde{F}_{\mu\nu}(V) = \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} F^{\alpha\beta}(V)$ , а  $e_V^\alpha, P_V^\beta$  - вектор поляризации и импульс [псевдо]векторного мезона) и вращений в изотопическом пространстве, таких как  $\varepsilon_{ijk}\pi_i^1\pi_j^2\pi_k^3, \pi_i^1\pi_i^2$  ( $\pi_i^a$  - изоспиновая часть волновой функции пиона). За счет автоматического перебора возможных перестановок частиц учитываются вклады возможных различных изотопических каналов одного и того же механизма реакции с правильно вычисленными относительными фазами.

Разработанная и использованная программная библиотека тензорных вычислений позволила уменьшить усилия, которые необходимо приложить для кодирования каждого конкретного механизма реакции. Программное обеспечение имеет модульную структуру, реализованную с использованием технологии позднего связывания (разные матричные элементы представлены в виде разделяемых объектов и загружаются по мере необходимости во время исполнения). Выделение общих частей (таких как «генератор фазового объема» – модуль, находящий кинематические конфигурации, разрешенные законами сохранения) так же повышает надежность ПО и снижает время, затрачиваемое на тестирование и отладку вновь создаваемых модулей.

В качестве примера построения Монте-Карло генераторов для указанного класса процессов запрограммированы следующие элементы:  $\gamma^* \rightarrow a_1\eta, f_0\rho, \rho\omega \rightarrow 6\pi$ . В целях тестирования ПО строились различные распределения по углам вылета и инвариантным массам частиц и их комбинаций. К новым результатам можно отнести полученную зависимость от энергии отношения сечений разных изотопических каналов (например,  $\gamma^* \rightarrow 2\pi^+2\pi^-2\pi^0$  и  $\gamma^* \rightarrow 3\pi^+3\pi^-$ ) для указанных механизмов рождения б-пионных состояний.

Разработанное программное обеспечение может быть использовано для анализа данных на существующих и готовящихся экспериментах (например, ВЭПП-2000 в ИЯФ СО РАН).

**О возможности ядерно-изомерных генераторов когерентного рентгеновского и гамма-излучений на основе явления вынужденного электромагнитного излучения возбуждённых атомных ядер**

*Горшков Алексей Владимирович*

*МОУ Физико-математический лицей №31 г. Челябинска,  
phys@lyc.schel.ac.ru*

Энергия возбуждения изомерных состояний обычно находится в рентгеновском и гамма-диапазоне (10 КэВ – 5 МэВ), но известны и «низколежащие изомеры» с уровнями энергии в видимом и ультрафиолетовом диапазоне – от 2 до 6 эВ. Среди изомеров есть практически стабильные, с очень большим характерным временем девозбуждения. При возвращении изомера в основное состояние обычно происходит либо излучение фотона с энергией, соответствующей такому переходу, либо испускание наружу атома электрона вследствие передачи от ядра избытка энергии (обычно) одному (или более) из электронов оболочек атома.

Известно явление вынужденного электромагнитного излучения атомов, молекул и свободных электронов и других заряженных частиц, используемое, в частности, для порождения (и усиления) согласованного (coherent) излучения электромагнитных волн, в настоящее время – от радиодиапазона до рентгеновского включительно, а на свободных заряженных частицах (синхротронное излучение) – даже в гамма-диапазоне.

Предположим, что существует аналогичное явление, а именно вынужденное электромагнитное излучение ядер атомов при возвращении ядра из возбуждённого изомерного состояния в одно из нижележащих, например, в основное. Также предположим, что в соответствии с нестационарными уравнениями волновой (квантовой) физики испускаемый ядром фотон обладает той же частотой, фазой, поляризацией, направлением, что и вынуждающий фотон.

Возьмём химически (элементарно) почти чистый кусок (скопление атомов – аморфное или кристаллическое, жидкое, плазменное или даже плотный пучок полностью ионизированных атомов) вещества, очистим его до почти моноизотопического состояния, затем очистим его до почти **МОНОИЗОМЕРНОГО** состояния, причём не основного (энергетически низшего), а одного из возбуждённых (вышележащих).

Затем направим в этот кусок моноизомерного вещества фотон (ультрафиолетового, рентгеновского или гамма-излучения) с энергией, соответствующей разности энергий при переходе изомера из более высокоэнергетического в менее высокоэнергетическое состояние (в том числе с учётом релятивистских поправок на "отдачу" атомов при взаимодействии с фотонами и другими атомами), то при соблюдении определённых условий может произойти **ВЫНУЖДЕННОЕ** ("стимулированное, наведённое, индуцированное") **ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДРОМ**, перешедшим в нижележащее энергетическое изомерное состояние, фотона,

согласованного ("когерентного") с вынуждающим (т.е. поступившим извне к ядру и вызвавшим такой переход) фотоном по частоте, фазе, поляризации и направлению; при соблюдении определённых условий (аналогичных тем, которые для обычных квантовых усилителей) каждый из этих фотонов породит ещё согласованные фотоны, и образованная таким образом (в "цепной изомерной реакции девозбуждения") лавину фотонов в виде "цуга" электромагнитного излучения (рентгеновского, гамма-излучения) окажется возможно наблюдать и использовать.

Например, для исследования природы в физике, химии и биологии, в метрологии, в астрофизике, в связи, в технологии, в т.ч. в размерной обработке, микроэлектронике, в медицине, в спасательных, оборонных и экологических целях.

Но каким способом получить моноизомерное вещество?

Способ 1. Взять моноизомерное основное состояние и возбудить («накачать» – пучком рентгеновского или гамма-излучения, или пучком электронов, или пучком протонов соответствующих энергий).

Способ 2. Взять естественную смесь изомеров и выделить из неё нужный (неосновной) изомер (или их набор). Способ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОМЕРОВ (отличный от очевидного масс-спектрометрического) одного и того же изотопа химического элемента можно увидеть, например, в работах [1].

Способ 3. Воздействовать на смесь изомеров очень сильным внешним электрическим полем. Вследствие одного из видов туннельного эффекта – электрополевой эмиссии – поле будет приводить к туннелированию более лёгких изомеров с большей вероятностью, чем тяжёлых. Но, к сожалению, величина получаемых в лаборатории электрических полей, необходимых для туннелирования нуклонов и ядер, пока далека от возможности промышленного применения.

Способ 4. Если в отдалённом будущем удастся наблюдать в астрофизических явлениях (например, вблизи «чёрных дыр») или вызывать в лаборатории (например, при столкновениях частиц) «гравитационный туннельный эффект» [2] – явление подбарьерного прохождения частиц в вытягивающем гравитационном (или инерционном) поле, то такое поле будет приводить к туннелированию более лёгких изомеров с *меньшей* вероятностью, чем тяжёлых.

То есть, вблизи гипотетических «чёрных дыр» возможно наличие «оболочек», дифференцированных (разделённых) поэлементно, обогащённых тем или иным изотопом или даже изомером. Более того, такая «чёрная дыра» может оказаться естественным рентгеновским или гамма-лазером, действующим на описанном выше принципе. (Пока не исключено, что так окажется возможно объяснить особенности излучения «квazarов» – квазизвёздных объектов.) Но, к сожалению, сам «гравитационный туннельный эффект» лишь предсказан, но пока ещё не обнаружен экспериментально или в наблюдениях.

Целесообразность работ по разделению изомеров в промышленных масштабах можно обосновать ещё и тем, что, по аналогии с известным предложением изготавливать многослойные гетероструктуры из различных изотопов одного и того же элемента [3] здесь предлагаем моноизотопические гетероструктуры, состоящие из различных долгоживущих изомеров (одного и того же изотопа). На изотопически однородных, но различных по изомерному составу слоях вещества можно делать устройства микроэлектроники (в том числе оптической), устройства хранения и

считывания информации [1] в ЭВМ и ОВМ, многослойные (интерференционные) зеркала и лазеры, в том числе рентгеновского и гамма-диапазона, другие твердотельные, газоплазменные и пучковые источники света.

## Гипотетические новые способы осуществления ядерных реакций

*Горшков Алексей Владимирович,*

*Украинцев Олег Андреевич*

*МОУ Физико-математический лицей №31 г. Челябинска,*

*[phys@lyc.schel.ac.ru](mailto:phys@lyc.schel.ac.ru)*

В работах [1] указано на возможность увеличения вероятностей и сечений ядерных реакций (бета-распад, деление, синтез, и др.) в сильном вытаскивающем гравитационном поле (а также поле "сил инерции"), а также в сильном электрическом поле. В природе тоже вблизи первичных чёрных дыр могут образовываться области с напряжённостью гравитационного поля, достаточной для осуществления со значительной вероятностью гипотетического явления «гравитационного туннелирования» [2], которое будет приводить к распаду ядер и составных элементарных частиц (причём в первую очередь будут покидать исходное ядро или частицу наиболее массивные составляющие); затем они могут соединяться в иные композиции. В известных "обычных" способах (в том числе с мю-мезонным «катализом») (термический ТЯС, пучковый ПЯС) осуществления ядерных реакций стараются уменьшить (или даже сделать отрицательным) **превышение** барьера над энергией частицы; при пикноядерном (пъезоядерном, бароядерном) туннельном БЯС стараются уменьшить **толщину** барьера при практически неизменной форме. При гипотетическом ультрахолодном (в том числе туннельном) УХЯС стараются уменьшить неопределённость импульса ядер так, чтобы (в соответствии с соотношением неопределённостей Шрёдингера) увеличить **неопределённость координаты** ядра, даже ограниченного потенциальной ямой (например, периодической или псевдопериодической бесконечной «пространственной решёткой потенциальных ям») [3] с ненулевой проницаемостью, до таких величин, чтобы даже при такой малой неопределённости в энергии (при достаточно большом времени осуществления процесса) вероятность взаимодействия с ядром в одной из соседних «ям» стала бы достаточно высокой. Предлагаем **"акселерационно-инерционный туннельный"** способ "АИсТ1" ядерного синтеза, при котором сталкивают 2 исходные частицы с энергией, достаточной для преодоления ими потенциального барьера или туннелирования их через потенциальный барьер и образования синтезированного ядра с достаточно высокой (приемлемой) вероятностью, **ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ** тем, что в не менее чем одной системе отсчёта, связанной с одной из частиц, перед слиянием частиц изменяют **форму** потенциального барьера так, чтобы при данном превышении потенциального барьера над энергией столкновения вероятность туннелирования повысилась бы и стала бы достаточной. Сущность способа "АИсТ1" состоит в уменьшении толщины барьера на данном уровне энергии, точнее сказать, уменьшении известного интеграла в известной формуле для вероятности туннелирования; т.е. можно сказать, что аналогично пикноядерному способу. Способ "АИсТ2" ядерного синтеза ("аэрозольный акселерационно-инерционный"), при котором осуществляют способ "АИсТ1", **ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ** тем, что не менее чем одной (например, обе) из

сталкиваемых частиц является макрочастица (кластер атомов, в том числе заряженный; частица аэрозоля, в том числе заряженная). Способ "АИсТ3" ядерного синтеза, при котором осуществляют способ "АИсТ2", ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что второй частицей является макроскопическое тело с массой  $\gg$  массы первой частицы. Способ "АИсТ4" ядерного синтеза, при котором осуществляют способ "АИсТ1", ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что не менее чем одной (например, обеими) из сталкиваемых частиц является нейтральный атом. Способ "АИсТ5" ядерного синтеза, при котором осуществляют способ "АИсТ1", ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что не менее чем одной (например, обоими) из сталкиваемых частиц является положительный ион (например, полностью ионизованный атом). Способ "АИсТ6" ядерного синтеза, при котором осуществляют способ "АИсТ1", ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что не менее чем одной (например, обоими) из сталкиваемых частиц является отрицательный ион (например, однократный). Способ "АИсТ7" ядерного синтеза, при котором осуществляют способы "АИсТ5" и "АИсТ6", ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что одной из сталкиваемых частиц является положительный ион (например, однократный), а другой – отрицательный ион (например, однократный). Способ "АИсТ8" ядерного синтеза, при котором осуществляют способ "АИсТ7", ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что одной из сталкиваемых частиц является ионизованный атом степени ионизации более 1, а другой -- отрицательный ион такой же степени ионизации. Способ "АИсТ9" ядерного синтеза, при котором осуществляют способ "АИсТ1", ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что не менее чем одной из сталкиваемых частиц (например, обоими) является мезоатом. Способ "АИсТ10" ядерного синтеза, при котором осуществляют способ "АИсТ9", ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что при этом одной из сталкиваемых частиц является мезоатом изотопа водорода (мезо-протий, мезо-дейтерий, мезо-тритий), а второй из сталкиваемых частиц является однократный положительный ион изотопа водорода (например, такого же изотопа). В "обычных" способах ядерного деления стараются уменьшить или даже сделать отрицательным превышение барьера над энергией частицы (пучковый способ; создание неустойчивого ядра введением дополнительных нуклонов). Предлагаемые нами СПОСОБЫ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ЯДЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ «АИД» аналогичны способам с "АИсТ1" по "АИсТ10" включительно. Например, предлагаем "акселерационно-инерционный туннельный" способ ядерного деления или обмена "АИД1", при котором сталкивают исходные частицы с энергией, достаточной для преодоления ими потенциального барьера или туннелирования их через потенциальный барьер с достаточно высокой (приемлемой) вероятностью и осуществления реакции деления или обмена, ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что в системе отсчёта, связанной с одним из сталкиваемых тел (например, ядром атома), перед этой реакцией изменяют **форму** потенциального барьера так, чтобы при данном превышении потенциального барьера над энергией столкновения вероятность туннелирования повысилась бы и стала бы достаточной. Известно явление возбуждения атомных ядер электростатическим полем. Известны фотоядерные реакции. Предлагаем способ "ЭПТ" осуществления ядерной реакции (например, деления или обмена), при котором на ядро атома воздействуют внешним электромагнитным полем, ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что на атомное ядро воздействуют внешним, по существу, однородным, по существу, стационарным (т.е. со временем изменения поля  $\gg$  характерного времени самой реакции) электрическим полем такой высокой напряжённости, которая достаточна для туннелирования из ядра составляющих его подмножеств (нуклонов, их совокупностей, иных элементарных частиц), а также продуктов их превращений. Способ «ЛЭПТ» осуществления ядерной реакции, при котором осуществляют способ «ЭПТ», ОТЛИЧАЮЩИЙСЯ тем, что

такое «внешнее электрическое поле», достаточное для туннелирования нуклонов, создают путём фокусирования в область реакции достаточно мощного пучка лазерного излучения, причём с длиной волны больше размеров ядра, вступающего в такую реакцию.

Список публикаций:

[1] <http://www.lyc.schel.ac.ru/lycsite/gscience/gorshkov/ukraincv.zip>;

[2] Горшков А.В., Сапожников А. <http://povman.sstu.edu.ru/doci/c0101.rar>;

[3] Горшков А.В. *Сообщ.уч.-обз.семина.ФМЛН*№31, 2000 г.

**Когерентное рассеяние нейтрино**  
**Картавец Александр Васильевич**  
*Ростовский Государственный Университет*  
Е.А.Paschos  
[akartavt@mail.ru](mailto:akartavt@mail.ru)

Нейтрино играет важную роль в окружающем нас мире, внося свой вклад в процессы как космического так и микроскопического масштаба. Благодаря слабости взаимодействия с веществом нейтрино являются важнейшим переносчиком энергии в суперновых звездах. В земных условиях та же слабость взаимодействия делает их регистрацию трудной экспериментальной задачей, решение которой является ключевой в поиске осцилляций нейтрино. Действующие на сегодняшний день установки регистрируют солнечные ( $E=1-7$  MeV) и атмосферные ( $E=1-2$  GeV) нейтрино. Но даже для нейтрино с энергией порядка 1 GeV сечения взаимодействия все еще малы.

Типичной мишенью является вода. Очевидно, наибольший вклад дает ядро кислорода, содержащее 16 нуклонов, так что можно ожидать увеличение сечения в 16 раз. Однако волновые функции нуклонов в ядре скоррелированы, так что при определенных условиях, а именно при малом переданном нуклоном квадрате 4-импульса  $t$  (что означает большую длину волны частицы-переносчика взаимодействия) и нулевых переданных квантовых числах нейтрино рассеивается *когерентно*, так что сечение возрастает в 256 раз!

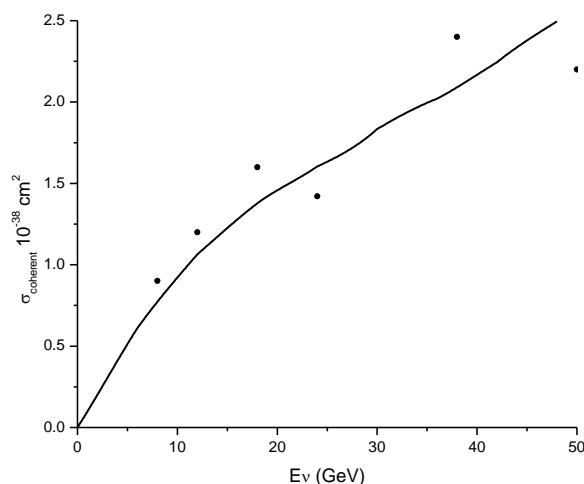
Экспериментально нейтрино, рассеянные когерентно, выделяют из общего потока выделяя события с малыми значениями  $t$ . В теории этой экспериментальной процедуре соответствует “*обрезающий фактор*”  $\exp(-bt)$ . Феноменологический параметр  $b$  характеризует “*степень некогерентности*” с увеличением переданного 4-импульса, пропорционален размеру ядра и с увеличением числа нуклонов  $A$  растет по закону  $A^{2/3}$ .

Для расчета сечений использовалась модель векторной доминантности, хорошо зарекомендовавшая себя в указанной области энергий. Согласно данной модели в области низких энергий эффективными переносчиками сильного взаимодействия являются векторные мезоны. Для того чтобы вклады протона и нейтрона складывались, а не вычитались, мезон, входящий в нуклонную вершину должен быть изоскаляр. Доминирующий вклад дает  $\omega(782)$ , вклады других частиц подавлены их большой массой или присутствием кварков старших поколений. Из сохранения четности в сильных взаимодействиях следует, что мезон выходящий из лептонной



вершины должен быть аксиальным. По причинам аналогичным изложенным выше доминирующей вклад дает  $A1(1260)$ .

Экспериментальные значения ширины распада  $A1$  и относительных вклады отдельных каналов известны с очень малой точностью, потому в данном случае невозможно, следуя стандартной процедуре, извлечь необходимую для расчетов константу связи  $g_{A1\omega\pi}$  из данных по распаду. Значение константы связи было получено фитированием предсказаний теории к обширным экспериментальным данным по когерентному рассеянию нейтрино на неоне (рис1). Конечно, необходимо проверить справедливость полученных результатов для других материалов. Сравнение с результатами по когерентному рассеянию нейтрино на алюминии дало хорошее согласование с экспериментом: теоретическое значение сечения при энергии нейтрино  $2 \text{ GeV}$   $\sigma=27 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$  очень близко к экспериментальному  $\sigma=29 \pm 10 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$ .



*Рис. 1 Теоретическая и экспериментальная зависимости сечения когерентного рассеяния нейтрино на неоне для энергий 2-50 GeV.*

Следует отметить, что вычисленные вклады других каналов, включая нелидирующие каналы когерентного рассеяния и вклады некогерентных процессов с низкими значениями  $t$  (дающие экспериментальный “фон”) составляют примерно 5%.

Целью данной работы было вычисление сечения когерентного рассеяния на кислороде, важного, как уже было сказано выше, с экспериментальной точки зрения. Зависимость полного (когерентного) сечения от энергии для кислорода приведено на (рис.2).

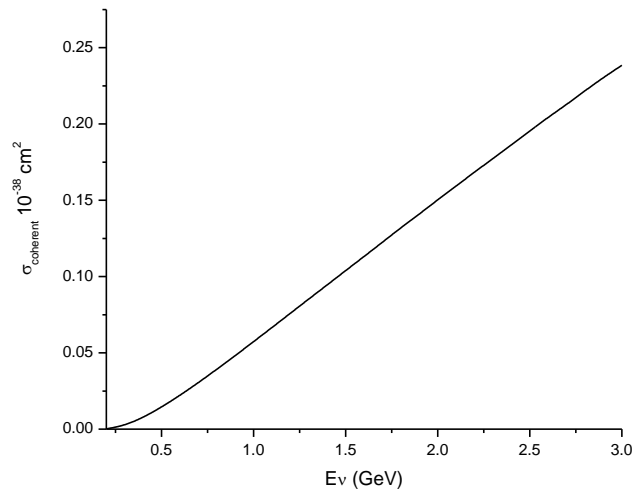


Рис 2. Зависимость сечения когерентного рассеяния нейтрино на кислороде для энергий от 200 MeV до 3GeV.

Для энергий от 1 до 2 GeV сечение изменяется от 5 до  $15 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2$  соответственно. Таким образом, в указанной области энергий, процессы когерентного рассеяния нейтрино дают заметный вклад в полное сечение и результаты данной работы могут быть полезны при интерпретации данных, полученных экспериментальными группами по поиску осцилляций нейтрино.

## **Масштаб Великого объединения взаимодействий как функционал спектра масс суперсимметричных партнеров элементарных частиц**

*Мастропас Екатерина Валентиновна  
Ростовский Государственный Университет  
Верешков Григорий Моисеевич  
[mastropas@mail.ru](mailto:mastropas@mail.ru)*

Известно, что одним из важных экспериментально подтвержденных свойств современной теории элементарных частиц является зависимость интенсивности взаимодействий от энергии и импульса, передаваемых в процессах взаимодействий частиц, причем в области сверхвысоких энергий интенсивности электромагнитных, слабых и сильных взаимодействий сближаются. Гипотеза суперсимметрии, основанная на однозначном соответствии между количеством фермионов и бозонов, обеспечивает схождение эффективных зарядов различных взаимодействий в одной точке.

В данной работе использован метод изучения эволюции инвариантных зарядов по энергетической шкале (ренормгрупповой анализ). В качестве исследуемых моделей было рассмотрено объединение на основе SU(5)-симметрии (минимальная несуперсимметричная SU(5), суперсимметричная SU(5), а также предельно расширенная SU(5)-модели). Общепринятый метод оценки базируется на предположениях о том, что массы всех суперсимметричных партнеров элементарных частиц находятся на одном масштабе (так называемый “масштаб суперсимметрии”), а массы синглетного кварка и его суперпартнера отнесены на масштаб Великого

объединения и, следовательно, их вклад в эволюцию инвариантных зарядов не учитывается. В отличие от стандартного, в данной работе использовался самый общий метод, учитывающий следующие условия:

а) совпадение эффективных констант с их экспериментальными значениями на низкоэнергетическом масштабе, то есть на масштабе  $m_Z$ , где они измерены (это чисто экспериментальное основание);

б) совпадение эффективных констант на масштабе Великого объединения взаимодействий (теоретическое требование);

в) поля, несущие одновременно кварковые и лептонные квантовые числа и ответственные за распад протона, имеют очень большую массу (т.е. массы кварк-лептонных бозонов и их суперпартнеров находятся на масштабе Великого объединения).

Никаких дополнительных условий, кроме указанных, заранее не накладывалось. Использование такого подхода позволило сделать следующие выводы.

1. Минимальная несуперсимметричная SU(5)-модель является внутренне противоречивой, и может быть “спасена” лишь введением дополнительных хиггсовских бозонов.

2. В минимальной суперсимметричной SU(5)-модели оценки масс можно производить, не используя стандартные предположения. Не обязательно относить массы всех суперсимметричных частиц на один масштаб; оказывается, что для решения “проблемы иерархии” достаточно лишь разнести на различные масштабы массы цветных и электрослабых частиц. Такой подход содержит стандартный метод в качестве частного случая.

3. В случае предельно расширенной суперсимметричной SU(5)-модели масштаб Великого объединения взаимодействий оказывается больше Планковского масштаба, то есть эта модель физически нереалистична и, следовательно, массы всех хиггсов из 24-плета и их суперпартнеров должны быть отнесены на масштаб Великого объединения. При этом оказывается, что рассматриваемая модель вложена в минимальную суперсимметричную SU(5)-модель.

## **Моделирование светосбора в счетчиках калориметра детектора СНД.**

*Штоль Дмитрий Александрович.*

*Новосибирский Государственный Университет*

*Институт Ядерной Физики им. Г.И. Будкера*

*Голубев Владимир Борисович. к.ф.-м.н.*

*[shtol@sndxt1.inp.nsk.su](mailto:shtol@sndxt1.inp.nsk.su)*

Целью работы является моделирование распределений измеренного энерговыделения с учетом неоднородностей светосбора в счетчиках калориметра Сферического Нейтрального Детектора (СНД), работающего на комплексе ВЭПП-2М в ИЯФ (Новосибирск). Сейчас ведется модернизация комплекса и детектора.

В связи с этим разрабатывается новая программа моделирования СНД на основе системы GEANT4.

Общая схема детектора показана на рис. 1.

Калориметр СНД имеет сферическую форму и состоит из 3 слоев сцинтилляционных счетчиков на основе кристаллов NaI(Tl). Детальное описание СНД см. [1, 2].

Для вычисления распределений измеренного энерговыделения кристалл представляется разбитым на ячейки. Для центра каждой ячейки вычисляется коэффициент светосбора и величина энерговыделения в ячейке, умноженная на коэффициент и просуммированная по всем ячейкам, дает величину сигнала от счетчика.

Для вычисления коэффициентов светосбора применена следующая модель. Коэффициент светосбора для данной точки счетчика состоит из двух частей: коэффициента прямого светосбора  $k_r$  и коэффициента диффузного светосбора  $k_{dif}$ . Полный коэффициент светосбора  $k$  определяется формулой:  $k = k_r + (1 - k_r)k_{dif}$ . Коэффициент прямого светосбора  $k_r$  вычисляется геометрически численным интегрированием по поверхности фотокатода с учетом отражения. Коэффициент диффузного светосбора  $k_{dif}$  принимается одинаковым для всех точек кристалла и задается программе в качестве параметра по отдельности для каждого из слоев, так как геометрия счетчиков разных слоев различная.  $k_{dif}$  является подгоночным параметром, который необходимо подобрать так, чтобы добиться максимального соответствия распределений измеренного энерговыделения в моделировании и эксперименте.

Подбор  $k_{dif}$  производился по сравнению экспериментальных и моделированных событий  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Измеренное энерговыделение определяется как величина сигнала, умноженная на калибровочный коэффициент, который вычисляется для каждого слоя как отношение средней величины сигнала к среднему значению энерговыделения, полученному путем моделирования без учета неоднородностей.

После того, как коэффициенты диффузного светосбора были подобраны, они были применены к моделированию событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Затем была произведена калибровка моделированного детектора по событиям  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , и полученные коэффициенты были применены к обработке моделированных событий. Для устранения остаточного расхождения средних значений энерговыделения в слоях с экспериментальными (в 1-м слое - на ~7%, во 2-м слое на ~3%, в 3-м слое - на ~8%), моделированные энерговыделения были умножены на коэффициенты коррекции так, чтобы средние значения в моделировании и в эксперименте совпали. Результаты показаны на рис. 2.

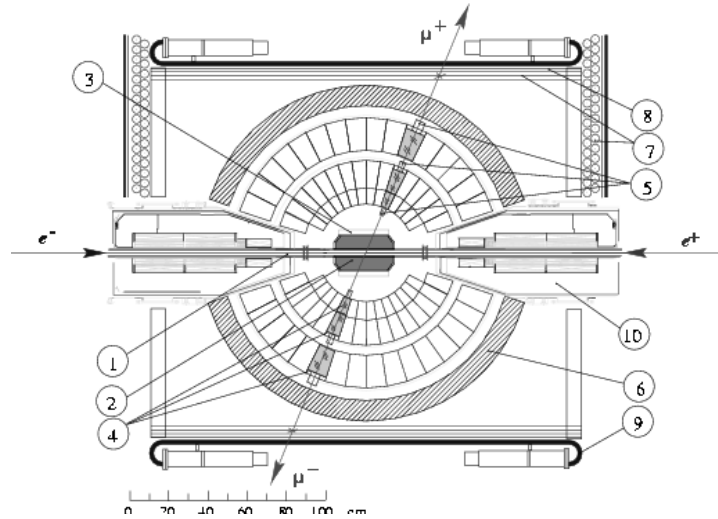


Рис1. Схема детектора СНД (модернизированного). 1. Вакуумная камера, 2. Дрейфовые камеры 3. Сцинтилляционный счетчик, 4. Кристаллы NaI, 5. Фототриоды, 6. Поглотитель, 7. Стримерные трубки, 8. 1 см железные пластины, 9. Сцинтилляционные счетчики, 10. Магнитные линзы.

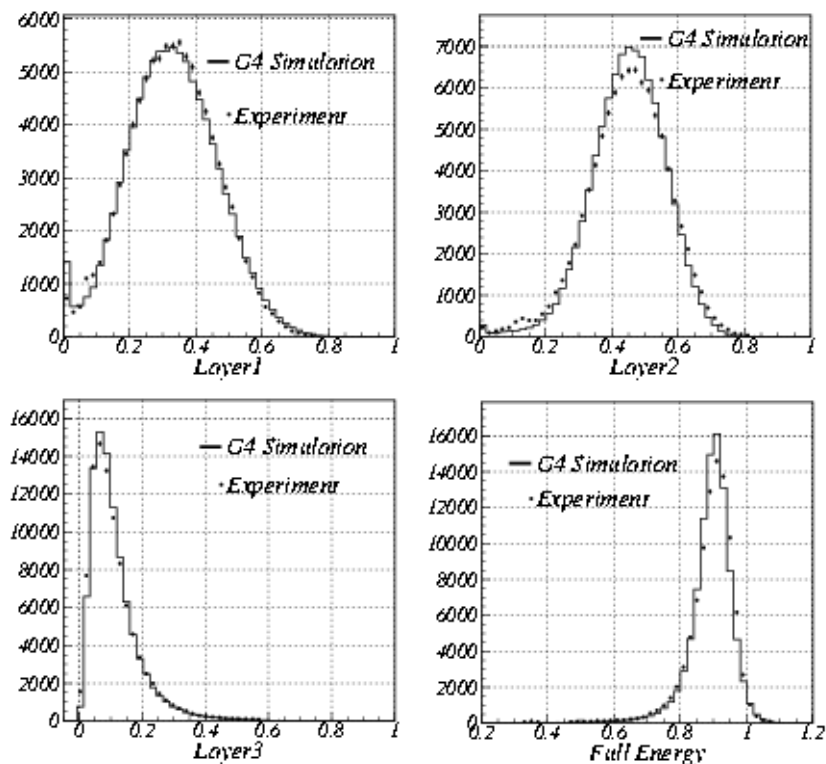


Рис. 2. Распределение энерговыделения по слоям и полное энерговыделение от электронов и позитронов в событиях  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  (нормированное на энергию пучка).

Список публикаций:

- [1] В.М.Аульченко и др, Сферический нейтральный детектор (СНД) для электрон-позитронного накопителя ВЭПП-2М. Препринт ИЯФ 99-16, Новосибирск, 1999.
- [2] Г.Н.Абрамов и др, Проект модернизации детектора СНД для экспериментов на ВЭПП-2000. Препринт ИЯФ 2001-29, Новосибирск, 2001.
- [3] M.N.Achasov et al, Nuclear instruments and methods in physics research A 401 (1997) 179-186.

**Взаимодействие в конечном состоянии в фоторасщеплении дейтрона**

**Шульга Денис Владимирович**

**Бондаренко Сергей Григорьевич**

**Казаков Константин Юрьевич**

*Дальневосточный государственный университет*

**Резник Борис Львович, д.ф-м.н.**

[denis@ifit.phys.dvgu.ru](mailto:denis@ifit.phys.dvgu.ru)

Исследование реакции фоторасщепления дейтрона имеет долгую историю. В 1934 Чедвик и Голдхабер впервые использовали эту реакцию для определения массы нейтрона. Дело в том, что незадолго до этого Чедвик открыл нейтрон и стоял вопрос о его структуре. Является нейтрон фундаментальной частицей или связанным состоянием протона и электрона? Эксперимент показал, что масса нейтрона немного

превышает суммарную массу протона и электрона, что говорило о его фундаментальности [1].

С тех пор интерес к дейтрону и, в частности, к реакции его фоторасщепления не ослабевает. Это связано с тем, что дейтрон, будучи простейшей ядерной системой, является основным тестом любой вновь предложенной модели нуклон-нуклонного взаимодействия. Реакция фоторасщепления дейтрона выгодна тем, что позволяет сконцентрироваться на изучении свойств ядерного взаимодействия, поскольку структура дейтрона исследуется при помощи хорошо известного электромагнитного взаимодействия.

Реакция фоторасщепления дейтрона довольно хорошо изучена на основе нерелятивистского подхода, в котором нуклоны взаимодействуют путём обмена мезонами. Достигнуто хорошее согласие с экспериментальными данными в области малых и средних энергий налетающего фотона ( $E_\gamma < 400 \text{ МэВ}$ ). Но далее с ростом энергии нерелятивистский подход перестаёт удовлетворительно описывать экспериментальные данные. Описание реакции в области высоких энергий требует последовательного релятивистского подхода. Таким подходом является формализм, основанный на уравнении Бете-Солпитера – релятивистском уравнении для связанных состояний.

В предыдущих работах в рамках формализма Бете-Солпитера было проведено исследование вкладов релятивистских эффектов в дифференциальное сечение фоторасщепления дейтрона в области  $E_\gamma < 1 \text{ ГэВ}$  [2,3], а также оценена роль отрицательно энергетических компонент релятивистской волновой функции дейтрона [4,5]. Настоящая работа посвящена исследованию влияния взаимодействия в конечном состоянии на различные поляризационные наблюдаемые в реакции фоторасщепления дейтрона. В качестве модели взаимодействия используется ядро взаимодействия сепарабельного типа [6]. Расчёты проводились в импульсном приближении, т. е. без учёта двухчастичной части тока взаимодействия. В дейтроне учитывались только положительно энергетические парциальные состояния.

Амплитуда реакции фоторасщепления дейтрона, через которую выражаются наблюдаемые экспериментально поляризационные наблюдаемые, может быть записана в следующем виде:

$$M_{S_{m_s} \lambda_{m_d}} = \int d^4 k d^4 p' \bar{\chi}_{S_{m_s}}(p, p'; P) \varepsilon_\lambda \cdot J(p', k; P; K) \chi_{m_d}(k; K),$$

где  $\bar{\chi}_{S_{m_s}}(p, p'; P)$  – амплитуда Бете-Солпитера нейтрон-протонной пары,  $J(p', k; P; K)$  – ток электромагнитного взаимодействия фотона с двухнуклонной системой и  $\chi_{m_d}(k; K)$  – амплитуда дейтрона. На *рис. 1* приведено графическое изображение амплитуды реакции.

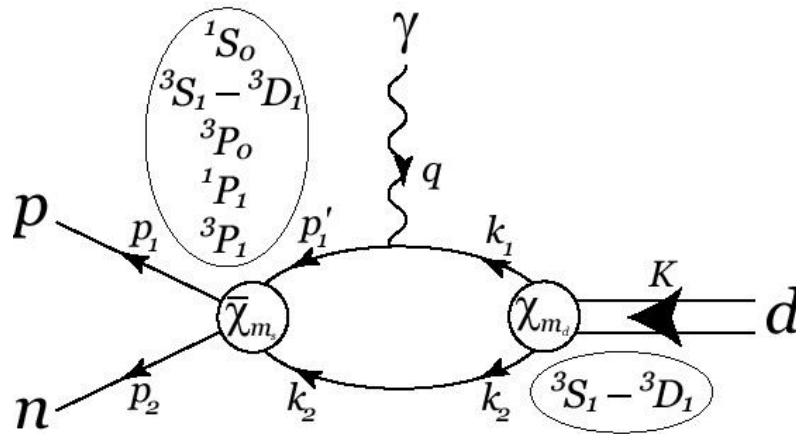


Рис. 1

Интересующую нас амплитуду нейтрон-протонной пары можно записать следующим образом:

$$\chi_{SM_s}(p, p'; P) = \delta^{(4)}(p - p') \chi_{SM_s}^{(0)}(p'; P) + \underbrace{S_2(p; P) T(p, p'; P) \chi_{SM_s}^{(0)}(p'; P)}_{\chi_{SM_s}^{(T)}(p, p'; P)}.$$

Первое слагаемое соответствует плоской волне, т. е. ситуации когда нейтрон и протон в конечном состоянии не взаимодействуют и распространяются свободно. Второе слагаемое соответствует исследуемому нами взаимодействию в конечном состоянии. Т. о. амплитуда нейтрон-протонной пары в случае взаимодействия в конечном состоянии выражается через T-матрицу процесса, которая может быть получена из решения уравнения Бете-Солпитера для T-матрицы:

$$T(p', p; P) = V(p', p; P) + \int d^4k V(p', k; P) S_2(k; P) T(k, p; P),$$

где  $V$  – ядро нуклон-нуклонного взаимодействия,  $S_2$  – двухчастичный пропагатор.

В ходе вычислений производилось частичное разложение амплитуды нейтрон-протонной пары, в котором учитывались  $^1S_0, ^3S_1 - ^3D_1, ^3P_0, ^1P_1, ^3P_1$  частичные каналы.

Список публикаций:

- [1] R. Gilman and F. Gross, Preprint nucl-th/0111015.
- [2] K. Yu. Kazakov and S. Eh. Shirmovsky, Phys. Rev. C63, 014002 (2001).
- [3] К. Ю. Казаков, С. Э. Суськов, ЯФ 64, 935 (2001)
- [4] K. Yu. Kazakov and D. V. Shulga, Phys. Rev. C65, 064002 (2002).
- [5] К. Ю. Казаков, Д. В. Шульга, ЯФ 66, 1 (2003).
- [6] S. G. Bondarenko, V. V. Burov, A. M. Molochkov, G. I. Smirnov, H. Toki, Progress in Particle and Nuclear Physics 48, 449 (2002).