

5-Атомная и ядерная физика, физика элементарных частиц

Васильев Тарас Аркадьевич, аспирант
Объединенный Институт Ядерных Исследований, ЛВЭ
Полный набор анализирующих способностей для налетающего дейтрона реакций $\text{vect}\{d\}d \rightarrow pT$ и $\text{vect}\{d\}d \rightarrow pX$ при энергии 270 МэВ.

Научный руководитель: В.П.Ладыгин, к.ф.-м.н.
E-mail: vasiliev@sunhe.jinr.ru стр. 202

Дмитриев Александр Владимирович, аспирант 3 года
Новгородский Государственный Университет, институт электронных и информационных технологий

Модели эйконализации и природа померона
Научный руководитель: Абрамовский Виктор Анатольевич, д.ф.-м.н.
E-mail: dav24x09@mail.ru стр. 203

Дьячков Вячеслав Валерьевич, аспирант 1 года
Казахский Национальный Университет, физический
Измерение величин и знаков ядерной деформации с помощью френелевского рассеяния де-бройлевских волн

Научный руководитель: Юшков Александр Витальевич, д.ф.-м.н.
E-mail: slava_kpss@mail.ru стр. 204

Кузьмин Александр Викторович, магистрант 1 года
Новосибирский Государственный Университет, физический
Расчет параметров ЛСЭ Новосибирского центра фотохимии и сравнение с экспериментальными результатами.

Научный руководитель: Шевченко О. А.,
E-mail: kuzmin@gorodok.net стр. 205

Родионова Лариса Витальевна, аспирант 2 года
Воронежский Государственный Университет, физический
Угловые распределения фрагментов, относительные орбитальные моменты и переходные делительные состояния подпорогового фотоделения четно-четных ядер

Научный руководитель: Кадменский С.Г., д.ф.-м.н.
E-mail: lorarodion@yandex.ru стр. 205

Шнайдер Анна Александровна, аспирант
Новгородский Государственный Университет, институт электронных и информационных систем
Формфакторы и магнитные моменты барионов в кварк-глюонной модели с малым числом расщепителей

Научный руководитель: Абрамовский Виктор Анатольевич, д.ф.-м.н.
E-mail: schneider@mail.natm.ru стр. 207

Штоль Дмитрий Александрович, 6 курс
Новосибирский Государственный Университет, Институт ядерной физики СО РАН, физический
Прототип мюонной системы детектора СНД

Научный руководитель: Голубев Владимир Борисович, к.ф.-м.н.
E-mail: shotol@inp.nsk.su стр. 209

Щедрина Татьяна Викторовна, мнс, аспирантка УНЦ ОИЯИ
Объединенный Институт Ядерных Исследований, лаборатория высоких энергий
Соотношение протонов и дейтронов во фрагментации ядер N-14 с импульсом 2.86 А ГэВ/с

Научный руководитель: Зарубин Павел Игоревич, к.ф.-м.н.
E-mail: Shchedrina@lhe.jinr.ru стр. 210

Полный набор анализирующих способностей для налетающего дейтрона реакций $d\uparrow d \rightarrow p^3\text{H}$ и $d\uparrow d \rightarrow pX$ при энергии 270 МэВ

Васильев Тарас Аркадьевич

Объединенный Институт Ядерных Исследований

Ладыгин Владимир Петрович

vasiliev@sunhe.jinr.ru

Получен полный набор анализирующих способностей для налетающего дейтрона реакций $d\uparrow d \rightarrow p^3\text{H}$ и $d\uparrow d \rightarrow pX$ при энергии 270 МэВ. Измерены тензорные A_{yy} , A_{xx} , A_{xz} и векторные A_y анализирующие способности в угловом диапазоне 90° - 180° в с.д.м. Также получены данные по анализирующим способностям A_y , A_{yy} , A_{xx} реакции развала $d\uparrow d \rightarrow pX$ вблизи порога развала. При этих кинематических условиях экспериментальные данные наиболее чувствительны к спиновой структуре дейтрона.

Изучение волновой функции дейтрона является не только фундаментальным вопросом, но одним из интереснейших предметов в настоящее время. Наибольшее количество данных для реакций, рассмотренных в рамках Однуклонного Обмена, посвящено исследованию спиновой структуры дейтрона [1,2].

$d\uparrow d \rightarrow p^3\text{H}$ и $d\uparrow d \rightarrow pX$ также могут быть рассмотрены в рамках модели ОНО. Эти реакции являются простейшими процессами с большими переданными импульсами и могут быть использованы как инструмент в изучении структуры дейтрона на малых расстояниях. Поляризационные наблюдаемые этих процессов чувствительны к отношению D/S компонент волновой функции дейтрона. В этом докладе представлены данные по тензорным A_{yy} , A_{xx} , A_{xz} и векторной A_y анализирующим способностям реакции $d\uparrow d \rightarrow p^3\text{H}$. Данные получены в ходе эксперимента R308n в RIKEN. Также представлены данные для реакции развала $d\uparrow d \rightarrow pX$ вблизи ее порога. При энергии пучка дейтронов 270 МэВ относительные импульсы нуклонов в составе дейтрона достигают ≈ 400 МэВ/с. Эксперимент был проведен на ускорительном комплексе RIKEN.

Экспериментальные результаты для векторной A_y , тензорных A_{yy} , A_{xx} и A_{xz} анализирующих способностей реакции $dd \rightarrow p^3\text{H}$ при энергии 270 МэВ представлены на (Рис.1а). Вычисления, проведенные в рамках ОНО, для угловой зависимости тензорных и векторной анализирующих способностей представлены вместе с экспериментальными данными. Сплошная, пунктирная и точечная линии соответствуют результатам вычисления используя Парижский и Боннские (Bonn B, Bonn C) потенциалы для волновой функции дейтрона. В качестве волновой функции ^3He использовалась волновая функция для Урбанского потенциала.

Вычисления в рамках ОНО предсказывают чувствительность к спиновой структуре дейтрона в области задних углов. В области 90° вычисления чувствительны к волновым функциям как дейтрона, так и ^3He . В целом экспериментальные данные воспроизводят предсказания в области задних углов, в то же время при приближении к 90° они заметно отличаются от вычислений. Этот результат указывает на проблемы в описании волновой функции ^3He использованные в вычислениях в рамках ОНО. В рамках ОНО векторная анализирующая способность A_y тождественно равна нулю, экспериментальные данные демонстрируют некоторую структуру в ее угловом распределении. В этом отношении, расширения модели ОНО являются необходимыми. Тензорные анализирующие способности A_{yy} и A_{xx} в области близкой к 180° положительны, что находится в соответствии со знаком отношения компонент D/S волновой функции дейтрона.

Для реакций развала $d\uparrow d \rightarrow pX$ было проведено моделирование методом Монте-Карло при энергии налетающего дейтрона равной 270 МэВ и малыми углами рассеяния протона в с.д.м. Получены спектры энергии возбуждения в случае двух и трехчастичной фрагментации дейтрона: d-n и p-n-p [2]. Экспериментальные данные для векторной A_y и тензорным A_{yy} , A_{xx} анализирующим способностям представлены на (Рис.1б). Сплошные символы соответствуют реакции развала $d\uparrow d \rightarrow pX$, данные для бинарной реакции отмечены открытыми символами. Анализирующие способности для событий, отобранных у порога развала, отмечены кружками, где средняя энергия возбуждения равна примерно 7 МэВ. Звезды соответствуют событиям с энергией 10 МэВ и расположены далее по энергии возбуждения. Максимальные значения энергии возбуждения были ограничены “акцептансом” спектрометра.

В заключении, получены экспериментальные данные по тензорным A_{yy} , A_{xx} , A_{xz} и векторной A_y анализирующим способностям реакции $d\uparrow d \rightarrow p^3\text{H}$ при энергии 270 МэВ в угловом диапазоне 90° - 180° в с.д.м. Экспериментальные данные по тензорным анализирующим способностям демонстрируют чувствительность к спиновой структуре дейтрона на малых расстояниях. Структура в угловом распределении для векторной анализирующей способности A_y указывает на необходимость в рассмотрении механизмов за пределами Однуклонного Обмена. Также получены экспериментальные данные по тензорным A_{yy} , A_{xx} и векторной A_y анализирующим способностям реакции $d\uparrow d \rightarrow pX$ при энергии 270 МэВ. Полученные данные по тензорным A_{yy} , A_{xx} также чувствительны к спиновой структуре дейтрона. В целом, экспериментальные данные требуют новых теоретических подходов как для адекватного описания структуры легких ядер на малых расстояниях, так и для учета дополнительных механизмов реакции.

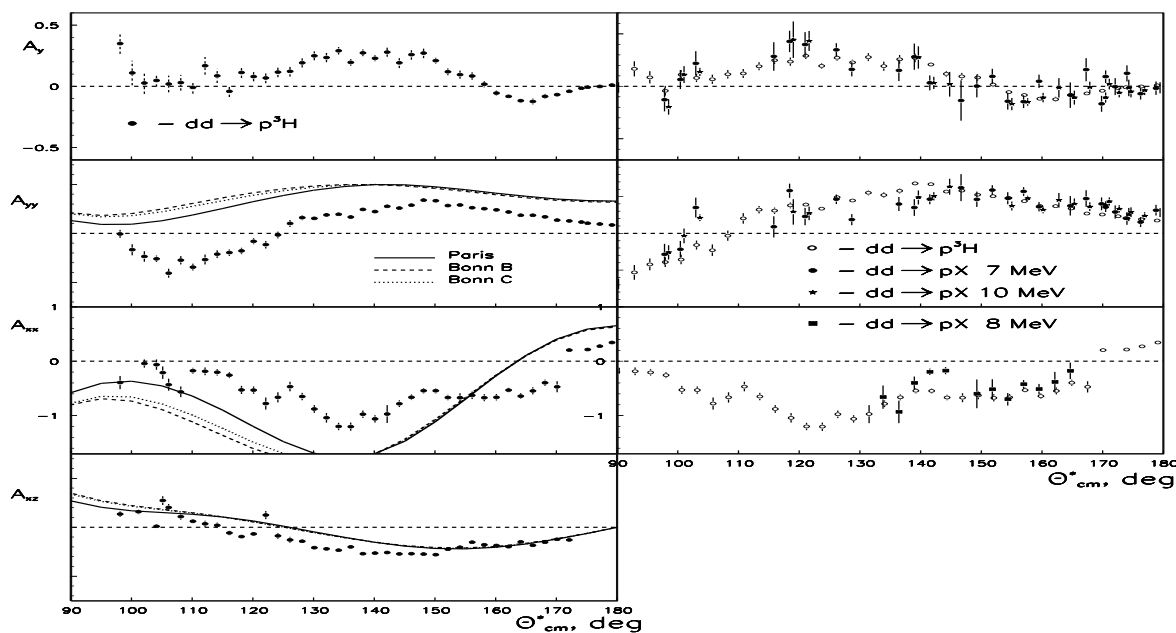


Рис.1а

Рис.2б

Более подробное описание в [1-2].

Список публикаций:

- [1] T.A.Vasiliev, et al In Proc. of NATO ARW DUBNA-SPIN-03 conference, Sept 16-20,2003, Dubna; E1,2-2004-80, 440 (2004)
 [2] T.A.Vasiliev, et al In Proc. of The XVII International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, September 27 to October 2, 2004, Dubna; to be published.

Модели эйконализации и природа померона
Дмитриев Александр Владимирович
 Новгородский Государственный Университет
 Абрамовский Виктор Анатольевич, д.ф.-м.н.
dav24x09@mail.ru

Мягкие дифракционные процессы традиционно описываются померонной моделью. Данная модель обладает рядом недостатков:

1) Модель вводится из предположений о простой структуре особенностей амплитуды в комплексной плоскости углового момента l . Усложнения, вводимые для согласования модели с унитарностью и для расширения применимости модели, так же достаточно искусственны, вводятся кратные полюса и разрезы. Нефиксированными являются вершины взаимодействия реджеонов с адронами, что приводит к неоднозначностям при интерпретации экспериментальных данных и ненадёжности предсказаний.

2) Реджистика оперирует обменами бесцветными объектами, в области положительных t на реджевских траекториях лежат наблюдаемые частицы. С точки зрения КХД этот подход неестественен. Бесцветные партоны Стандартной Модели взаимодействуют слабо и не могут давать наблюдаемые сечения взаимодействия. Переход от цветных мод кварков и глюонов к модам бесцветных объектов требует аналитического решения уравнений КХД.

3) Стандартная реджевская теория плохо описывает данные по сечениям одиночной дифракции. Введённые Гюулианосом перенормировки померонного потока или вероятности образования дифракционных пустот являются чисто описательными и не дают основы для предсказаний в область больших энергий.

Каноническая и наиболее употребительная реджевская однополюсная модель померона нарушает унитарность по двум причинам, во-первых, полюсной вклад растёт быстрее чем Фруассаровское ограничение, во-вторых, нарушается условие унитарности в пространстве прицельных параметров. Следует отметить, что наивная реджевская модель начинает нарушать Фруасаровское условие только при недостижимых энергиях $\sqrt{s} > 10^{11}$ ГэВ. Напротив, условие унитарности в пространстве прицельных параметров начинает нарушаться уже при энергиях LHC.

В работе [1] нами было показано, что существующие модели эйконализации не позволяют получить из однополюсного померона амплитуду, описывающую как полные, так и упругие сечения. Основная проблема

заключается в том, что общепринятая схема эйконализации приводит к режиму чёрного диска. С другой стороны, чёрный диск в пространстве прицельных параметров приводит к появлению нулей или минимумов уже при малых переданных импульсах, хотя на эксперименте никаких минимумов не наблюдается.

В принципе, квазиэйкональную модель можно сохранить, если отказаться от условия на коэффициент ливневого усиления $c > 1$, и принять $c \sim 0.2$. Это сохранит согласие теории с данными по упругим сечениям, но при таком малом параметре эйконализации невозможно описать замедление роста сечений одиночной дифракции с энергией [2].

С чисто феноменологической точки зрения более привлекательным выглядит асимптотический режим “насыщенной экспоненты”, когда при возрастании энергии амплитуда сохраняет экспоненциальный вид в пространстве прицельных параметров, и растягивается по b :

$$A(s, b) = e^{i\pi\Delta/2} e^{-\frac{b^2}{b_0(s)^2}} \quad (1)$$

В терминах канонической реджистики это приводит к тому, что пересечение и наклон траектории померона выражаются друг через друга и начинают зависеть от энергии. На основании имеющихся экспериментальных данных невозможно предсказать вид функции $b_0(s)$, можно лишь сделать вывод, что при энергиях Тэватрона мы находимся в предасимптотической области [3], а при энергиях ЛHC выражение (1) будет полностью справедливо. Уже при современных энергиях наблюдается зависимость наклона траектории померона от энергии.

Данная феноменологическая картина может быть получена в рамках КХД. В частности, модель с малым числом рассевателей приводит к нужному асимптотическому режиму и даёт естественное объяснение замедлению роста сечений.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ 04-02-16157а.

Список публикаций:

[1] Abramovsky V.A., Dmitriev A.V., hep-ph/0410069 (2004).

[2] Abramovsky V.A., Dmitriev A.V., Proceedings of “Quarks 2004” hep-ph/0409132 (2004)

[3] G.Pancheri et al. ‘Sum rules for hadronic elastic scattering for the Tevatron, RHIC and LHC’, hep-ph/0406321

Измерение величин и знаков ядерной деформации с помощью френелевского рассеяния де-бройлевских волн

Дьячков Вячеслав Валерьевич

Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби

Юшков Александр Витальевич, д.ф.-м.н.

slava_kps@mail.ru

Получение экспериментальных данных по величинам и знакам деформации поверхности атомных ядер – одна из центральных проблем современной ядерной физики. Такая информация ранее получалась из экспериментальных величин электрических квадрупольных моментов, которые характеризовали лишь деформацию зарядового компонента ядра. Позднее был разработан экспериментальный метод извлечения величин и знаков массового компонента ядра по методу сдвига блэровских фаз [1]. Можно отметить три недостатка этого метода:

- 1) необходимость, наряду с упругим, измерять еще и неупругое рассеяние ускоренных ионов;
- 2) невозможность провести эксперименты в области тяжелых ядер, особенно редкоземельных, у которых отмечены рекордные ядерные деформации, но узкие энергетические щели между коллективным уровнем $2+$ и основным состоянием;
- 3) невозможность измерений квадрупольной деформации нечетных ядер, у которых коллективное состояние $2+$ при взаимодействии с валентным нуклоном расщеплены в энергетический мультиплет и явление сдвига фаз исчезает.

Поэтому необходим поиск экспериментальных методов величин и знаков ядерной деформации в области тяжелых и сверхтяжелых ядер, а также ядер, не имеющих возбужденных вращательных коллективных состояний (что обязательно для метода сдвига блэровских фаз). К последним ядрам относятся те, которые имеют нечетные числа протонов или нейтронов.

Целью настоящей работы явилась разработка экспериментального метода измерения абсолютной величины и знака деформации ядра, находящегося в основном состоянии, с помощью упругого рассеяния легких и тяжелых ионов. Предпосылкой к разработке такого метода явились теоретические работы Котляра и

Шебеко [2,3], показавшие, что, как и в методе сдвига блэровских фаз, основанном на фраунгоферовской дифракции де-бройлевских, дифракция френелевского типа также чувствительна к знаку ядерной деформации. Эффект вызван учетом высших приближений по параметрам ядерной деформации в амплитуде упругого рассеяния тяжелых ионов. При использовании в эксперименте одновременно двух условий – условия сильного поглощения ядром налетающих частиц и большой величины параметра Зоммерфельда, в угловых распределениях дифференциальных сечений упругого рассеяния обнаруживаются хорошо развитые френелевские осцилляции [4,5]. Экстремумы этих осцилляций сдвигаются в область малых или больших углов в зависимости от знака деформации, а угловая величина самого сдвига зависит от абсолютной величины параметра несферичности.

На ускорителе УКП-2-1 Института ядерной физики НЯЦ РК выполнены эксперименты по измерению дифференциальных сечений упругого рассеяния протонов с энергиями от 350 кэВ до 1000 кэВ на легких ядрах. С привлечением литературных данных, полученный массив угловых распределений, проанализирован в рамках теории френелевской дифракции Котляра–Шебеко. Полученные сдвиги френелевских фаз позволили оценить величины и знаки ядерной несферичности ряда легких и средних ядер. Эти значения удовлетворительно совпадают с данными, полученными из фраунгоферовской дифракции по методу сдвига блэровских фаз [1]. В настоящее время продолжают экспериментальные измерения на УКП-2-1 по рассеянию протонов и альфа-частиц на более тяжелых ядрах, и готовится методика на изохронном циклотроне У-150-2 с регулируемой энергией ионов по рассеянию альфа-частиц на тяжелых и сверхтяжелых ядрах.

Список публикаций:

- [1] Юшков А.В., Поверхность $\beta(Z,N)$ ядерной деформации для ядер с $Z=2\div 102$, ЭЧАЯ, т. 24, вып. 2, 1993, с. 348-408.
- [2] Котляр В.В., Шебеко А.В., О дифракционных явлениях в упругом рассеянии тяжелых ионов, Ядерная физика, т. 34, вып.2(8), 1981, с. 370-385.
- [3] Котляр В.В., Шебеко А.В., Эффекты высших приближений по параметрам ядерной деформации в упругом рассеянии тяжелых ионов, Ядерная физика, т. 35, вып. 6, 1982, с. 912-916.
- [4] Гончар В.Ю., Желтоног К.С., Иванов Г.Н., Канишев В.И., Лаптев С.В., Юшков А.В., Упругое рассеяние α -частиц под малыми углами на ядрах никеля и свинца, Изв. АН СССР, сер. физ., т. 32, №4, 1968, с. 636-339.
- [5] Гончар В.Ю., Желтоног К.С., Иванов Г.Н., Юшков А.В., Рассеяние альфа-частиц на изотопах свинца, Ядерная физика, т. 9, вып. 4, 1969, с.702-709.

Расчет параметров ЛСЭ Новосибирского Центра Фотохимии и сравнение с экспериментальными результатами.

Кузьмин Александр Викторович

Новосибирский Государственный Университет

Шевченко Олег Александрович

kuzmin@gorodok.net

В Сибирском Центре Фотохимических исследований запущена первая очередь проекта субмиллиметрового ЛСЭ (Лазера на Свободных Электронах), на котором в апреле 2003 года была получена генерация излучения на длине волны около 140 микрон. Для объяснения зависимости параметров излучения от режима работы установки было проведено численное моделирование работы ЛСЭ, результаты которого представлены в данной статье. Для расчетов использовалась простая одномерная модель, основанная на возбуждении продольных мод излучения заряженными дисками с гауссовским распределением плотности заряда. В данной модели рассматривается только нулевая поперечная мода, что в нашем случае является хорошим приближением. В работе так же приводятся сравнения результатов моделирования с данными, полученными из эксперимента.

Угловые распределения фрагментов, относительные орбитальные моменты и переходные делительные состояния подпорогового фотоделения четно-четных ядер

Родионова Лариса Витальевна

Воронежский Государственный Университет

Кадменский Станислав Георгиевич, д.ф.-м.н.

lorarodion@yandex.ru

Для объяснения анизотропии в угловых распределениях фрагментов (УРФ) подпорогового фотоделения ядер ^{232}Th и ^{238}U [1] О. Бором была предложена концепция [2] переходных делительных состояний (ПДС), формируемых в седловых точках потенциала деформации и соответствующих «холодным» внутренним состояниям делящегося ядра. В работе [3] для УРФ фотоделения ядер ^{236}U и ^{238}U в низкоэнергетической области обнаружено явление, связанное с появлением «изомерного шельфа», состоящего в резком уменьшении наклона энергетической зависимости сечения фотоделения [4]. Анализ УРФ фотоделения ядер, проводимый ранее [3] основывался на использовании формулы О. Бора [2] для УРФ деления для ПДС аксиально-

симметричного делящегося ядра со спином J и его проекцией K на ось симметрии этого ядра. В этой формуле реализуется качественное физическое допущение, согласно которому фрагменты деления вылетают по или против оси симметрии делящегося ядра. В рамках квантовой теории двойного деления ядер [5] показано, что указанное допущение противоречит квантовомеханическому соотношению неопределенности между орбитальным моментом и углом вылета частицы. Поэтому формула О. Бора может иметь лишь приближенный характер при условии появления в области, где уже сформированы первичные фрагменты деления, достаточно больших значений относительных орбитальных моментов указанных фрагментов $L \leq L_m$. В работе [6] обоснован механизм накачки орбитальных моментов и спинов фрагментов деления, обусловленный сильной несферичностью потенциала взаимодействия фрагментов в окрестности точки разрыва делящегося ядра и приводящий к значению максимального относительного орбитального момента фрагментов $L_m \approx 30$. В работе [7] на основе квантовой теории деления [5] анализировалось УРФ фотоделения ^{238}U тормозными фотонами с максимальной энергией 5,2 МэВ, при которой экспериментальные параметры указанного распределения определены [8] с достаточно высокой точностью, с учетом ПДС $J^\pi K = 1^-, 2^+$, где π – четность этих состояний. Был найден диапазон значений $25 < L_m < 40$.

Рассмотрим при использовании представления о двугорбой форме делительного барьера [4], какие ПДС играют роль в случае подпорогового фотоделения чётно-нечётных аксиально-симметричных деформированных актинидных ядер. Поскольку при достаточно низких энергиях γ -квантов (< 7 МэВ) сечения фотопоглощения, приводящие к образованию состояний составного ядра в первой яме потенциала деформации, убывают с ростом мультипольности J фотонов по длинноволновому закону, то вкладом фотопоглощения электрических фотонов EJ с $J > 2$ и магнитных фотонов с $J > 1$ в сечение фотоделения можно пренебречь. Подпороговое фотоделение, связанное с поглощением $M1$ -фотонов, определяется ПДС 1^+1 , формируемыми на первом и втором делительных барьерах, которые имеют большие энергии возбуждения ($\sim 1,5$ МэВ) по отношению к ПДС 0^+0 и 2^+0 и очень малые факторы проницаемости по сравнению с факторами проницаемости для ПДС 2^+0 . Поэтому можно исключить влияние поглощения $M1$ -квантов. Вместе с тем можно пренебречь влиянием ПДС 2^+1 , инициируемых поглощением $E2$ -квантов, поскольку факторы проницаемости для этих ПДС также малы.

Как правило, при анализе экспериментальных УРФ фотоделения определяют асимметрию $W_{\gamma f}(\theta) \equiv \sigma_{\gamma f}(\theta) / \sigma_{\gamma f}(90^\circ)$ этих распределений по отношению к углу $\theta = 90^\circ$, где $\sigma_{\gamma f}(\theta)$ – дифференциальное сечение реакции (γ, f) , а угол θ определяет направление вылета фрагмента деления в л.с. Асимметрия может быть представлена в виде: $W_{\gamma f}(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta$, причём $a + b = 1$. Коэффициенты a и c выражаются определенными в работе [7] формулами через величины $G^{JK} = P(JK) / P(10)$, где $P(JK)$ – делимость из ПДС $J^\pi K$. Исследуем случаи фотоделения чётно-нечётных ядер ^{232}Th , $^{234-236-238}\text{U}$, $^{238-240-242}\text{Pu}$ γ -квантами с энергиями < 7 МэВ. Отберём те результаты экспериментальных работ [8-14], в которых относительные среднеквадратичные отклонения измеряемых величин a и c от их средних значений оказываются меньшими 0.5. В расчете для подтверждения оценки $L_m \approx 30$ [6,7] использованы значения $L_m = 30$, $L_m = 20$ и $L_m \rightarrow \infty$ (предел О. Бора). Для проведения анализа используем величины G^{JK} , которые обладают свойствами: $G^{JK} > 0$; $G^{10} = 1$; $G^{22} < G^{20}$. Если пренебречь вкладом ПДС 2^+1 и 2^+2 , то величины a и c представляются в виде

$$a = 0,75G^{11} / d, \quad c = 0,94G^{20} / d, \quad d = 0,75 + 0,375G^{11} \text{ в пределе О. Бора;} \quad (1)$$

$$a = (0,024 + 0,74G^{11} + 0,06G^{20}) / d, \quad c = 0,854G^{20} / d, \quad d = 0,74 + 0,38G^{11} \text{ для } L_m = 30; \quad (2)$$

$$a = (0,04 + 0,73G^{11} + 0,087G^{20}) / d, \quad c = 0,815G^{20} / d, \quad d = 0,73 + 0,35G^{11} \text{ для } L_m = 20. \quad (3)$$

Подставляя экспериментальные значения величин a и c в (1)-(3) можно рассчитать значения G^{11} и G^{20} в зависимости от величин L_m и G^{22} . Поскольку величины G^{11} и G^{20} по определению являются положительными, то их сопоставление с условиями $G^{11} > 0$ и $G^{20} > 0$ позволяет определить возможные минимальные значения L_m . Для всех исследованных случаев в пределе О. Бора ($L_m \rightarrow \infty$) рассчитанные значения G^{11} и G^{20} с учетом экспериментальных ошибок в определении a и c оказываются положительно определёнными. Для $L_m = 30$ возникает ситуация, связанная с появлением отрицательных значений G^{11} (8 из 78 исследованных случаев) и, по-видимому, обусловленная недостаточной экспериментальной точностью в определении значений a в области её предельно малых значений (например, $a < 0,014$ для ^{232}Th). Для $L_m = 20$ в 25 из 78 исследованных случаев для получения положительных значений величины G^{11} требуется сдвигка экспериментально найденных значений a в сторону их увеличения более чем на два стандартных отклонения в определении a . Отсюда следует вывод, что для рассматриваемого массива экспериментальных данных значение

$L_m = 20$ реализуется с исчезающе малой вероятностью по сравнению с вероятностью реализации значения $L_m = 30$. Этот вывод согласуется с результатами работ [6,7].

Построены энергетические зависимости величин G^{11} и G^{20} для указанных выше ядер. Интересно отметить, что для ядер ^{236}U и ^{238}U величина G^{11} при уменьшении энергии γ -квантов вначале уменьшается и достигает минимума, после чего происходит ее резкое увеличение в области предельно малых энергий E_γ . Такое поведение величины G^{11} отличается от её ожидаемого поведения в случае реализации механизма мгновенного деления [4], и соответствует проявлению «изомерного шельфа». Для ядер ^{234}U , $^{238-240-242}\text{Pu}$, ^{232}Th поведение величины G^{11} во всех исследованных областях энергий γ -квантов носит характер, соответствующий представлениям механизма мгновенного деления. Это заключение соответствует выводам работы [4].

Работа поддержана фондом некоммерческих программ «Династия» и Международным центром фундаментальной физики в Москве.

Список публикаций:

- [1] Winhold E.J., Demos P.T., Halpern I. // *Phys. Rev.* 1952. V. 87, P. 1139.
- [2] Bohr A., Mottelson B. *Nuclear Structure N. Y.*: W.A. Benjamin, 1969. V.1; 1975. V. 2.
- [3] Остапенко Ю.Б., Смиренин Г.Н., Солдатов А.С. // *ЭЧАЯ* 1981. Т. 12. С. 1364.
- [4] Жучко В.Е., Игнатюк А.В., Остапенко Ю.Б. и др. // *Письма в ЖЭТФ*. 1975. Т. 22. С. 255.
- [5] Кадменский С.Г. // *ЯФ*. 2002. Т. 65. С. 1424.
- [6] Кадменский С.Г. // *ЯФ*. 2004. Т. 67. С. 121.
- [7] Кадменский С.Г., Родионова Л.В. // *ЯФ*. 2003. Т. 66. С. 1259.
- [8] Игнатюк А.В., Работнов Н.С. и др. // *ЖЭТФ*. 1971. Т. 61, С. 1284.
- [9] Работнов Н.С., Смиренин Г.Н. и др. // *ЯФ*. 1970. Т. 11. С. 508.
- [10] Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б. и др. // *ЯФ*. 1976. Т. 30. С. 634.
- [11] Линдгрен Л.Й., Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. // *ЯФ*. 1980. Т. 32. С. 634.
- [12] Рудников В.Е., Смиренин Г.Н. и др. // *ЯФ*. 1988. Т. 48. С. 646.
- [13] Ганич П.П., Рудников В.Е. и др. // *ЯФ*. 1990. Т. 52. С. 36.
- [14] Kuiken R., Pattenden N.J., Postma H. // *Nucl. Phys. A*. 1972. V. 190. P. 401.

Формфакторы и магнитные моменты барионов в кварк-глюонной модели с малым числом рассеивателей

Шнайдер Анна Александровна

Новгородский Государственный Университет

Абрамовский Виктор Анатольевич, д.ф.-м.н.

schneider@mail.natm.ru

Кварк-глюонная модель с малым числом рассеивателей представляет широкие возможности для определения параметров взаимодействия при высоких энергиях. Одним из примеров ее использования является вычисление формфакторов и магнитных моментов барионов, из которых можно получить импульсное распределение кварков в барионах.

В данной работе мы рассматриваем рассеяние быстро движущихся барионов на медленном электроном. Мы вычисляем инвариантные величины $F_1(q^2)$ и $F_1(q^2) + 2MF_2(q^2)$ в системе отсчета, где быстро движется барион. Так как полученные выражения инвариантны, их величина в рассматриваемой системе отсчета равна величине в системе, в которой барион покоится. Более того, по-видимому, это единственный путь вычисления статистических характеристик, поскольку в покоящемся барионе нельзя (кроме нерелятивистского приближения) ограничиться состояниями с фиксированным числом кварков и глюонов из-за рождения кварк-антикварковых пар из вакуума и поглощения их в вакуум.

Мы рассматриваем систему отсчета, в которой начальные и конечные частицы характеризуются следующими импульсами: $p_e = (E_{\vec{q}_\perp/2}, 0, \vec{q}_\perp/2)$, $p_p = (E_{p+\vec{q}_\perp/2}, p, -\vec{q}_\perp/2)$ - начальное состояние для электрона и бариона соответственно; $p_e' = (E_{\vec{q}_\perp/2}, 0, -\vec{q}_\perp/2)$, $p_p' = (E_{p-\vec{q}_\perp/2}, p, \vec{q}_\perp/2)$ - конечное состояние для электрона и бариона соответственно. В этой системе отсчета матричный элемент рассеяния электрона на структурном адроне $M.\mathcal{E}^{ep}$ имеет вид:

$$M.\mathcal{E}^{ep} = \frac{ie^2}{(2\pi)^2} \frac{m_e}{E_{\vec{q}_\perp/2}} \frac{1}{t} \left\{ F_1(q^2) - \frac{\vec{q}_\perp^2}{4m_e E_{p+\vec{q}_\perp/2}} [F_1(q^2) + 2MF_2(q^2)] \right\}, \quad (1)$$

где $t = (p_e - p_e')^2 = -\vec{q}_\perp^2 = q^2$. Мы использовали нормировку фермионных полей и электромагнитного поля, принятую в [1]. Матричный элемент (1) соответствует начальным и конечным частицам, нормированным на $1/(2\pi)^3$ в единице объема.

Вычисление матричных элементов проводим аналогично тому, как это сделано в работе [2]. Для электрон-протонного рассеяния в трехкварковом приближении для волновой функции протона получен следующий матричный элемент:

$$\begin{aligned}
M.\mathcal{A}^{ep} = & \frac{ie^2}{(2\pi)^2} \frac{m_e}{E_{\vec{q}_\perp/2}} \frac{1}{t} \int d^3 p_{u1} d^3 p_{u2} d^3 p_d \delta(\vec{p} - \vec{p}_{u1} - \vec{p}_{u2} - \vec{p}_d) \times \\
& \times \{ [e_u G(\vec{p}_{u1} - \vec{q}_\perp/2, \vec{p}_{u2}, \vec{p}_d) G(\vec{p}_{u1} + \vec{q}_\perp/2, \vec{p}_{u2}, \vec{p}_d) + \\
& + e_u G(\vec{p}_{u1}, \vec{p}_{u2} - \vec{q}_\perp/2, \vec{p}_d) G(\vec{p}_{u1}, \vec{p}_{u2} + \vec{q}_\perp/2, \vec{p}_d) - \\
& - e_d G(\vec{p}_{u1}, \vec{p}_{u2}, \vec{p}_d - \vec{q}_\perp/2) G(\vec{p}_{u1}, \vec{p}_{u2}, \vec{p}_d + \vec{q}_\perp/2)] - \\
& - \frac{q^2}{4m_e E_{\vec{p}-\vec{q}_\perp/2}} \left[\frac{2}{3} \frac{e_u}{\varepsilon_{p_{u1}}/E_{\vec{p}-\vec{q}_\perp/2}} G(\vec{p}_{u1} - \vec{q}_\perp/2, \vec{p}_{u2}, \vec{p}_d) G(\vec{p}_{u1} + \vec{q}_\perp/2, \vec{p}_{u2}, \vec{p}_d) + \right. \\
& + \frac{2}{3} \frac{e_u}{\varepsilon_{p_{u2}}/E_{\vec{p}+\vec{q}_\perp/2}} G(\vec{p}_{u1}, \vec{p}_{u2} - \vec{q}_\perp/2, \vec{p}_d) G(\vec{p}_{u1}, \vec{p}_{u2} + \vec{q}_\perp/2, \vec{p}_d) - \\
& \left. - \frac{1}{3} \frac{e_d}{\varepsilon_{p_d}/E_{\vec{p}+\vec{q}_\perp/2}} G(\vec{p}_{u1}, \vec{p}_{u2}, \vec{p}_d - \vec{q}_\perp/2) G(\vec{p}_{u1}, \vec{p}_{u2}, \vec{p}_d + \vec{q}_\perp/2) \right] \}. \tag{2}
\end{aligned}$$

Сравнение (1) с (2) показывает, что слагаемые, стоящие в первой квадратной скобке в (2) определяют $F_1(q^2)$, слагаемые во второй квадратной скобке дают $F_1(q^2) + 2MF_2(q^2)$.

$$\text{При } q^2 = 0: \quad F_1(0) = 1, \quad F_1(0) + 2MF_2(0) = \frac{2}{3} \frac{e_u}{\langle x_{u1} \rangle} + \frac{2}{3} \frac{e_u}{\langle x_{u2} \rangle} - \frac{1}{3} \frac{e_d}{\langle x_d \rangle},$$

$$\text{где } \langle x_{u1} \rangle^{-1} = \int d^3 p_{u1} d^3 p_{u2} d^3 p_d \delta(\vec{p} - \vec{p}_{u1} - \vec{p}_{u2} - \vec{p}_d) \frac{|G(\vec{p}_{u1}, \vec{p}_{u2}, \vec{p}_d)|^2}{\varepsilon_{p_{u1}}/E_{\vec{p}-\vec{q}_\perp/2}}. \tag{3}$$

Здесь видно, что магнитный момент $\mu = \frac{e}{2M} [F_1(0) + 2MF_2(0)]$ определяется средними значениями долей импульсов кварков, переносимых в быстром барионе.

Магнитные моменты были получены для следующих барионов: p , n , Λ , Σ^+ , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- , в предположении, что все три кварка имеют одинаковые импульсы.

$$\mu(p) = 3, \quad \mu(n) = -2, \quad \mu(\Lambda) = -1, \quad \mu(\Sigma^+) = 3, \quad \mu(\Sigma^-) = -1, \quad \mu(\Xi^0) = -2, \quad \mu(\Xi^-) = -1.$$

Эти данные отличаются от результатов статической нерелятивистской кварковой модели [3]. В дальнейшем планируется получить распределение кварков по импульсам, используя экспериментальные значения магнитных моментов, а также будут учтены дополнительные глюоны.

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-16157а и Федерального агентства по образованию 8153 (2005 г.).

Список публикаций:

- [1] Дж.Д. Бьеркен, С.Д. Дрелл, *Релятивистская квантовая механика*, Наука, (1978).
- [2] Шнайдер А.А., *Вестник НовГУ, сер. Технические науки*, № 26, (2004).
- [3] Д. Перкинс, *Введение в физику высоких энергий*, Энергоатомиздат, (1991).

Прототип мюонной системы детектора СНД

Штоль Дмитрий Александрович

Институт ядерной физики СО РАН,

Новосибирский Государственный Университет

Голубев Владимир Борисович, к.ф-м.н.

shtol@inp.nsk.su

Мюонная система Сферического нейтрального детектора (СНД) состоит из сцинтилляционных счетчиков и пропорциональных трубок. Целью работы является создание прототипа пропорциональной трубки мюонной системы и определение оптимальных параметров системы – состава газовой смеси и диаметра проволоки. Прототип представляет собой трубку радиусом 2 см и длиной около 50 см с натянутой по оси трубки проволокой. Трубка заполнена газовой смесью. Высокое напряжение подается на проволоку через фильтр (Рис. 1).

Сигнал с проволоки через эмиттерный повторитель подается на предусилитель, затем на дискриминатор. Для подавления послеимпульсов, вызванных вторичными процессами используется формирователь мертвого

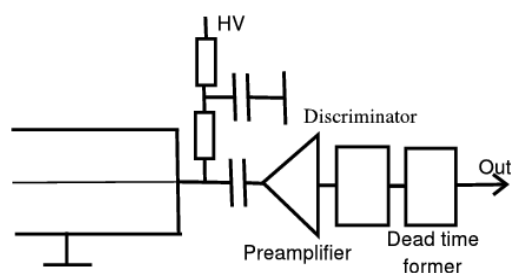


рис. 1. Схема прототипа.

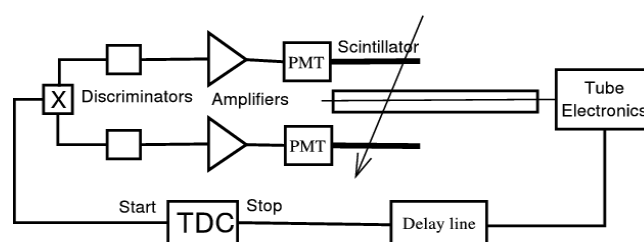


рис. 2. Схема установки для измерения временных спектров.

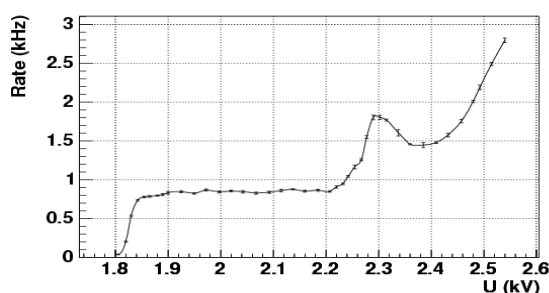


рис. 3. Счетная характеристика с источником ^{55}Fe .

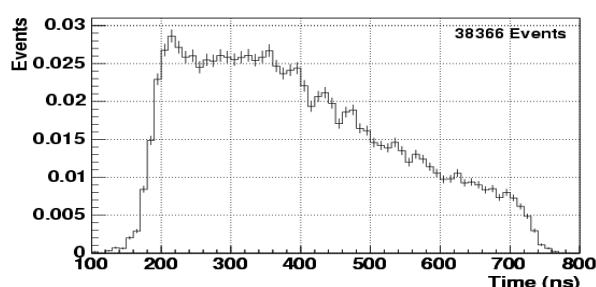


рис. 4. Спектр времен задержки.

времени.

Исследовались газовые смеси 90% Ar+10% CO₂, 95% Ar+5% CO₂, 96,5% Ar+3,5% CO₂ и проволоки диаметром 20 мкм, 28 мкм и 50 мкм (золоченый вольфрам). Для каждой комбинации “смесь – проволока” снимались счетная характеристика (с использованием источника ^{55}Fe) и спектр времен срабатывания трубки (от космических частиц). Для снятия последнего использовалась схема с “телескопом” из двух сцинтилляционных счетчиков (Рис. 2). Сигналы сцинтилляционных счетчиков подаются на вход схемы совпадений, вырабатывающей сигнал “старт” для ВЦП. На вход “стоп” ВЦП через линию задержки подается усиленный и сформированный сигнал с трубки. Таким образом, измеряется промежуток времени между пролетом частицы и моментом срабатыванием трубки.

При выборе смеси и проволоки ставилась задача добиться максимальной ширины плато счетной характеристики при допустимом разбросе времени срабатывания трубки (около 600 нс). Оптимальным вариантом оказалась смесь 95% Ar+5% CO₂ и проволока диаметром 50 мкм. Достигнута ширина рабочей области по напряжению более 500 В (Рис. 3) и ширина спектра времен задержки 540 нс. (Рис. 4). Локальный максимум на счетной характеристике в районе 2300 В связан с появлением послеимпульсов. При напряжениях около 2300 В эти импульсы создают дополнительный счет, а при увеличении напряжения величина сигнала между импульсами становится выше порога дискриминатора, и эти импульсы воспринимаются как единичный импульс.

Также была сделана попытка восстановить по временным спектрам зависимость скорости дрейфа электронов от напряженности поля. Результаты качественно согласуются с данными работы [1], но в области сильного поля наблюдается отклонение в сторону больших скоростей дрейфа.

Список публикаций:

[1].F. Sauli. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. Geneva, 1977.

Соотношение протонов и дейтронов во фрагментации релятивистских ядер ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с

Щедрина Татьяна Викторовна

Лаборатория высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина,

ОИЯИ Сотрудничество Беккерель

Зарубин Павел Игоревич, к.ф.-м.н.

Shchedrina@lhe.jinr.ru

Фрагментация релятивистских ядер является источником информации об их структуре. Метод ядерных фотоэмульсий позволяет детально изучить явление фрагментации ядра-снаряда благодаря высокой разрешающей способности эмульсии и регистрации вторичных частиц в 4π-геометрии. Регистрация всех заряженных частиц и их идентификация позволяет исследовать изотопный состав фрагментов и каналы фрагментации ядра-снаряда. В настоящей работе детально рассматриваются события типа “белая” звезда; в таких событиях происходит сохранение заряда первичного ядра в узкий угловой конус фрагментации без возбуждения ядра-мишени. В работе приводятся результаты измерения импульсов однозарядных фрагментов релятивистских ядер ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с. Результаты, полученные для ^{14}N , сравниваются с аналогичными данными для других ядер[1].

Стопка, состоящая из слоев ядерной фотоэмульсии БР-2 НИИХИМФОТОПРОЕКТ, была облучена пучком ядер ^{14}N с импульсом 2.86 А ГэВ/с на нуклотороне ОИЯИ. Эмульсионные слои толщиной около 600 мкм имели размер 10×20 см². При облучении пучок был направлен параллельно плоскости эмульсии вдоль ее длинной стороны. Поиск событий осуществлялся просмотром вдоль следа, что обеспечивало набор статистики без выборки. К настоящему времени набрано 540 взаимодействий ядра ^{14}N с ядрами фотоэмульсии на длине 7041.037 см [2]. Таким образом, средний методический пробег ядра ^{14}N в фотоэмульсии составляет 13.04 см. Наиболее детально рассматривались события типа “белая” звезда – особый класс событий, в которых отсутствуют фрагменты мишени и рожденные частицы (см. рис.1). Они образуются в случае минимальной передачи энергии фрагментирующему ядру, при этом разрушаются межкластерные связи, не затрагивая внутрикластерные связи.

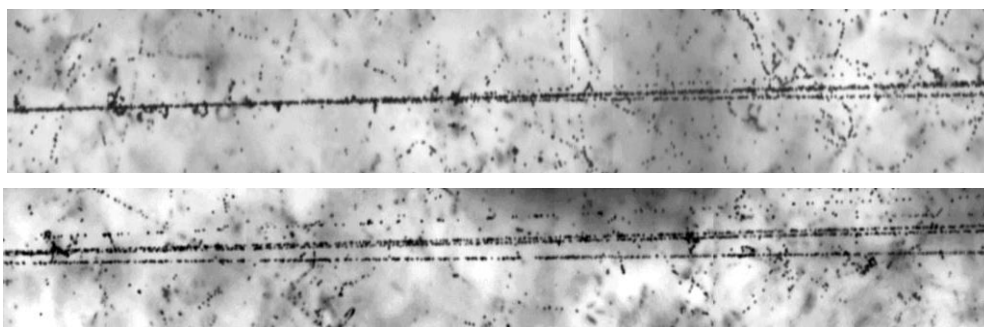


рис.1. Событие фрагментации ядра ^{14}N с энергией 2.1 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхнем фото видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе. Плотный след на верхней фотографии (второй сверху) представляет собой два, еще не разошедшиеся следа, которые после измерения импульсов, были идентифицированы как пара фрагментов ^4He от распада ^8Be . При смещении по направлению струи фрагментов (нижнее фото) можно различить три фрагмента He и один N. Трехмерный образ события реконструирован как плоская проекция с помощью автоматического микроскопа ФИАН комплекса ПАВИКОМ.

Важным практическим удобством при поиске событий такого типа является требование сохранения заряда, что позволяет отделять треки ^{14}N от примеси в пучке более легких ядер с близким отношением заряда к массе.

Распределение по зарядовой топологии “белых” звезд при диссоциации ядер азота с энергией 2.1 А ГэВ представлено в данной таблице:

Z_f	6	5	4	3	---	---
N_{Z=1}	1	2	1	4	3	1
N_{Z=2}	---	---	1	---	2	3
N_{ev}	6	3	1	1	2	12

Определение импульса частиц методом многократного кулоновского рассеяния.

При прохождении заряженной частицы через материальную среду направление ее движения непрерывно изменяется вследствие большого числа малых отклонений, возникающих в результате кулоновского рассеяния атомными ядрами, расположенными вдоль траектории движения частицы. Это отклонение обратно пропорционально импульсу измеряемой частицы. Для определения среднего углового отклонения частицы применялся так называемый координатный метод [3,4].

В настоящей работе классификация изотопов произведена по результатам измерения заряда частицы (Z) и его импульса ($p\beta c$). В основе классификации лежат следующие соображения: заряд частицы $Z=1$ определяется со 100% вероятностью; фрагменты налетающего ядра-снаряда сохраняют на нуклон значение первичного импульса, в нашем случае, $P_0 = 2.86$ ГэВ/с. Каналы фрагментации ядер ^{14}N и изотопный состав фрагментов ядра-снаряда с $Z=1$ представлен в следующей таблице:

Канал фрагментации	Число Событий	Идентификация однозарядных фрагментов	
		Протон	дейтрон
$3*(Z_{fr}=2)+1*(Z_{fr}=1)$	9	6	3
$1*(Z_{fr}=6)+1*(Z_{fr}=1)$	5	3	2
$1*(Z_{fr}=3)+4*(Z_{fr}=1)$	1	3	1
$1*(Z_{fr}=3)+1*(Z_{fr}=2)+ 2*(Z_{fr}=1)$	1	1	1
$2*(Z_{fr}=2)+3*(Z_{fr}=1)$	1	2	1
$1*(Z_{fr}=5)+2*(Z_{fr}=1)$	1	2	---

В случае смешанного изотопного состава с одинаковым зарядом распределение по величине $p\beta c$ должно представлять собой суперпозицию нескольких нормальных распределений. Наше экспериментальное распределение по $p\beta c$ в области от 1.5÷8ГэВ/с удовлетворительно аппроксимируются суммой двух гауссианов. Максимумы аппроксимирующих распределений расположены при значениях $p\beta c$ равных 2.6 ГэВ/с и 5.6 ГэВ/с, что соответствует изотопам H^1 и H^2 (см. рис.2).

Таким образом, в нашем эксперименте процент дейтронов составляет 32 ± 6 % от всех однозарядных фрагментов (были зарегистрированы H^1 и H^2). В работе по изучению фрагментации релятивистских ядер Li^6 [1], выполненной аналогичным методом, доля дейтронов составляет 43 ± 7 % от общего числа однозарядных фрагментов $\text{H}^1, \text{H}^2, \text{H}^3$.

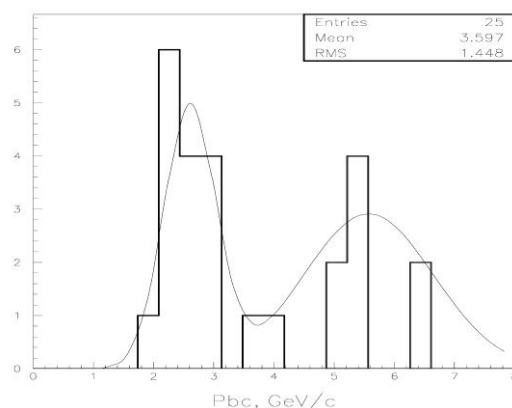


рис.2.Разделение изотопов однозарядных фрагментов ^{14}N по измерениям $p\beta c$.

В настоящее время идет дальнейшее накопление статистики.

Использование метода ядерных фотоэмульсий с измерением зарядов и импульсов вторичных фрагментов является эффективным для изучения каналов фрагментации ядер и изотопного состава фрагментов. Точность определения импульса частиц методом многократного кулоновского рассеяния в изучаемом диапазоне импульсов позволяет надежно разделить фрагменты ядра-снаряда на изотопы. Применение данного метода к изучению изотопного состава однозарядных фрагментов N^{14} в событиях типа “белая” звезда показало, что отношение H^1 к H^2 порядка 2:1.

Список публикаций:

- [1]. Адамович и др., Ядерная физика, 1999, т.62, № 8, с.1461 – 1471
- [2]. Андреева и др., Препринт ОИЯИ Р1-2004-91. Дубна. 2004
- [3]. С.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом, ИЛ. М. 1962. С.91
- [4]. Voyvodic L., Pickup E., Phys.Rev., 1952, 85 - 91.