



2
Институт теоретической и
экспериментальной физики

30 - 99

М.П.Безуглов, Б.М.Бобченко,
Е.В.Быстрицкая, А.А.Васенко,
М.Е.Вишневский, Н.Д.Галанина,
К.Е.Гусев, В.С.Демидов, Е.В.Демидова,
В.В.Журкин, И.В.Кирпичников,
В.А.Кузнецов, В.Н.Маркизов,
М.А.Мартемьянов, А.А.Недосекин,
Б.Н.Павлов, В.А.Садыков, А.Ю.Соколов,
А.С.Старостин, Н.А.Халдеева

**КВАЗИКОГЕРЕНТНОЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ С
ЯДРАМИ ^{28}Si ПРИ $T_p=1$ ГэВ**

CERN LIBRARIES, GENEVA



SCAN-0005121

Москва 1999

ПОИСК ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДРА В КВАЗИКОГЕРЕНТНЫХ УПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ $^{28}\text{Si}(p, p)^{28}\text{Si}^*$ ПРИ $T_p=1$ ГэВ: Препринт ИТЭФ 30-99/

М.П.Безуглов, Б.М.Бобченко, Е.В.Быстрицкая, А.А.Васенко, М.Е.Вишневецкий, Н.Д.Галанина, К.Е.Гусев, В.С.Демидов, Е.В.Демидова, В.В.Журкин, И.В.Кирпичников, В.А.Кузнецов, В.Н.Маркизов, М.А.Мартемьянов, А.А.Недосекин, Б.Н.Павлов, В.А.Садыков, А.Ю.Соколов, А.С.Старостин, Н.А.Халдеева-М., 1999-32 с.

Методом адрон-гамма совпадений измерены полное, упругое и неупругое сечения квазикогерентных реакций взаимодействия протонов с ядром ^{28}Si при энергии 1 ГэВ. Установлены ограничения на существование долгоживущих возбужденных состояний ядра ^{28}Si в области энергий от 0 до 0.8 ГэВ.

SEARCH FOR HIGH-EXCITED NUCLEAR STATES IN QUASI-COHERENT ELASTIC INTERACTIONS $^{28}\text{Si}(p, p)^{28}\text{Si}^*$ AT $T_p=1$ GEV

M.P.Besuglov, B.M.Bobchenko, E.V.Bustritskaya, A.A.Vasenko, M.E.Vishnevsky, N.D.Galanina, K.E.Gusev, V.S.Demidov, E.V.Demidova, V.V.Zhurkin, I.V.Kirpichnikov, V.A.Kuznetsov, V.N.Markizov, M.A.Martem'yanov, A.A.Nedoskin, B.N.Pavlov, V.A.Sadyukov, A.Yu.Sokolov, A.S.Starostin, N.A.Khaldeeva

The total, elastic and inelastic cross-sections for quasi-coherent interactions of protons with ^{28}Si were measured by hadron-gamma coincidence method at energy 1 GeV. Limits for existence of long-lived excited states of ^{28}Si nucleus have been obtained in the range of energies from 0 to 0.8 GeV

Рис. - 16, список лит. - 32 наим.

1 . Введение

Квазикогерентные реакции $A(h, h')A^*$ взаимодействия адрона h с ядром A , в результате которых ядро переходит в возбужденное состояние A^* , а адрон либо упруго рассеивается, либо преобразуется в систему адронов, служат источником информации как о свойствах ядра, так и о механизме взаимодействия адронов с ядрами. Известные эксперименты по исследованию квазикогерентных реакций выполнены в основном на магнитных спектрометрах высокой точности. В них реакции с возбуждением определенных уровней ядер отбирались по недостающей массе, а измеряемыми физическими величинами являлись угол рассеяния частицы и переданный ядру импульс. В этих экспериментах квазикогерентные события исследовались лишь в узкой области передаваемых энергий, т.к. начиная с энергии возбуждения ≈ 10 МэВ наиболее вероятными становятся процессы расщепления ядра, а отделить их от квазикогерентных реакций, не фиксируя состояния ядра, невозможно.

В данной работе квазикогерентные реакции исследуются методом адрон-гамма совпадений, в котором одновременно с лидирующим адроном регистрируется мгновенное γ -излучение, возникающее при переходе возбужденного ядра в состояние с меньшей энергией возбуждения или в основное состояние. При этом идентификация реакций производится по энергии γ -кванта, а измеренные в магнитном спектрометре кинематические параметры рассеянного адрона используются для анализа характерных особенностей реакций адрон-ядерного взаимодействия. Такой метод не накладывает ограничений на величину энергии ω , передаваемой рассеянным адроном. Интервал возможных передач энергии можно разделить на 2 области, каждая из которых характеризуется определенными физическими процессами: область упругих по адрону взаимодействий, в которой переданной энергии недостаточно для образования π -мезонов, и область, где энергетически возможны процессы образования одного или нескольких π -мезонов с суммарным зарядом равным нулю. Очевидно, что в первой области вся энергия ω идет на возбуждение ядра. При энергии адрона порядка 1 ГэВ в этой области наблюдалось возбуждение нижних трех уровней с натуральной четностью ([1] - [3]). Эти данные были использованы для

определения распределения плотности вещества внутри ядер ([4], [5]). Несколько выше порога выбивания нуклонов расположены гигантские резонансы, возбуждения которых в квазикогерентных реакциях до сих пор не изучены, хотя экспериментальные данные о них были бы важны для оценки вероятности радиационных распадов одно- и многофонных гигантских ядерных резонансов. Первые экспериментальные сведения о радиационных распадах двухфонных резонансов получены недавно в ядро-ядерных взаимодействиях [6]. В этой же области могут проявиться открытые в 1982 г. узкие резонансные состояния, интерпретируемые некоторыми авторами как колебания существующих в ядерном веществе кластерных структур ([7] - [11]).

В области еще более высоких переданных энергий, где возможны неупругие процессы образования мезонов, квазикогерентные реакции изучены весьма слабо. В цикле работ [12], [13], [14] по исследованию процессов возбуждения ядер в реакциях $^{16}\text{O}(\pi, \pi X)^{16}\text{O}^*$ и $^{40}\text{Ca}(\pi, \pi X)^{40}\text{Ca}^*$ методом адрон-гамма совпадений с измерением только угла рассеяния π -мезона наблюдался аномально большой вклад неупругих процессов с дополнительным рождением частиц. Процессы квазикогерентного образования π -мезонов экспериментально исследовались только при взаимодействии π -мезонов с ядрами углерода [15], хотя в ряде теоретических работ указывается на необходимость получения данных по другим реакциям для установления механизма взаимодействия адронов с ядрами [16]. В экспериментальной работе [17] при анализе реакции перезарядки $A(\pi, \pi\pi)X$ для объяснения максимума в распределении событий по переданной ядру энергии было сделано предположение о возможном существовании высоковозбужденных (180 МэВ) состояний ядер.

В настоящем эксперименте методом адрон-гамма совпадений исследуется квазикогерентное взаимодействие $^{28}\text{Si}(p, px)^{28}\text{Si}^*$ в области переданных энергий от 0 до 0.8 ГэВ с целью поиска долгоживущих высоковозбужденных ядерных уровней, распадающихся по электромагнитным каналам, и изучения механизмов образования мезонов.

2. Постановка эксперимента

Эксперимент выполнен на протонном синхротроне ИТЭФ с помощью установки МАГ - Магнитно-Германиевого спектрометра.

2.1 . Пучок

Пучок протонов формировался магнитным трактом из трех отклоняющих магнитов и 4-х фокусирующих магнитных линз под углом 3.5° к направлению внутреннего пучка ускорителя. Длина тракта от внутренней мишени ускорителя до мишени спектрометра составляет 35 м. Протоны, ускоренные в синхротроне до импульсов 1.83 ГэВ/с , в результате рассеяния на ядрах бериллия внутренней мишени ускорителя попадали в магнитный тракт, настроенный на импульс дифракционного пика, так что энергии протонов в пучке были близки к энергии протонов в кольце ускорителя. Интенсивность пучка поддерживалась на уровне 10^6 протонов/сек при длительности ≈ 0.4 сек. Пучок протонов, падающий на мишень установки, имел распределение по импульсам близкое к нормальному со средним значением $1.822 \pm 0.001 \text{ ГэВ/с}$ и стандартным отклонением 0.026 ГэВ/с . В зависимости от настройки пучкового тракта среднее значение импульса пучковых частиц, падающих на мишень, могло в различных сеансах отличаться друг от друга в пределах 0.015 ГэВ/с (при анализе результатов на эти различия вводились поправки). Угловая расходимость пучка в районе мишени не превышала 1.2° (в этом угле находилось не менее 98% частиц) а поперечный размер - $2 \times 3 \text{ см}^2$.

2.2 . Установка

Схема спектрометра МАГ показана на рис. 1. Он представляет собой двухплечевую установку. Одно плечо - магнитный спектрометр с пропорциональными камерами, второе - гамма-спектрометр ГС на основе Ge(Li) -детектора, окруженного активной защитой из NaI -сцинтилляционных счетчиков, включенных на антисовпадение с германиевым детектором.

2.2.1. Магнитный спектрометр

Магнитный спектрометр состоит из магнита, трековых детекторов и системы сцинтилляционных счетчиков. Магнит имеет зазор 0.5 м по вертикали, а размеры полюса - 1 м вдоль пучка и 1.8 м в поперечном направлении. Эксперимент проводился при значении поля в центре магнита 0.72 Тл . Карта поля в рабочей области магнита была измерена датчиком Холла. Точность измерения была не хуже 0.0005 Тл в интервале $0.001 - 0.8 \text{ Тл}$. Измерялись 2 компоненты поля в 12 тыс. точек,

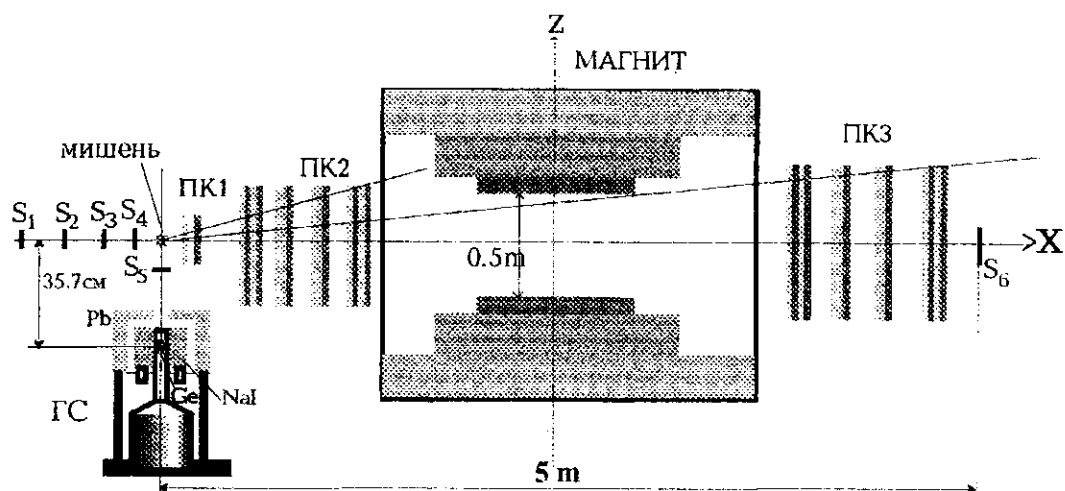


Рис. 1. Схема спектрометра МАГ.

третья компонента (нормальная к пучку в горизонтальной плоскости) вычислялась по теореме Гаусса.

Трековая часть спектрометра включает в себя 30 планарных многопроволочных пропорциональных камер [18], объединенных в 3 группы: ПК1, ПК2 и ПК3, две из которых располагались между исследуемой мишенью и магнитом, третья — за магнитом. Группа ПК1 состоит из двух координатных плоскостей прямоугольной формы размером $240 \times 240 \text{ мм}^2$ с взаимно перпендикулярным расположением проволочек. Группа ПК2 включает в себя 14 плоскостей, в 6-ти из которых проволочки ориентированы горизонтально (z), в 6-ти других вертикально (y), в двух остальных плоскостях проволочки расположены наклонно под углом $\approx 37^\circ$ к горизонтали и вертикали (w). Плоскости объединены в 4 блока: 2 блока камер состоят из 3 координатных плоскостей и 2 блока — из 4 плоскостей. Размер камер в этой группе $480 \times 1280 \text{ мм}^2$. Группа камер ПК3, расположенная за магнитом, конструктивно выполнена аналогично группе ПК2, но с большими размерами — $880 \times 1840 \text{ мм}^2$. Расстояние между сигнальными проволочками в плоскостях с ортогональным их расположением составляет 2,5 мм, в наклонных плоскостях — 2 мм, общее число проволочек — около 15 тысяч.

Для наполнения пропорциональных камер используется газовая смесь Ar (70%) + CO_2 (29,8%) + CF_3Br (0,2%).

При данном магнитном поле минимальный измеряемый импульс со-

ставляет от 0.4 ГэВ/с, а точность измерения импульсов $\Delta p/p(\%) = 0.32p(\text{ГэВ}/c) + 0.57$.

Исследуемая мишень располагалась на расстоянии 2.56 м от центра магнита. Максимальный угол отклонения вторичных заряженных частиц, регистрируемых спектрометром, ограничивался 0.25 рад. при работе с определением импульса и возрастал до 0.55 рад. при использовании только блоков камер ПК1 и ПК2, расположенных до магнита.

Точность измерения направлений вторичных заряженных частиц равна 0.002 рад., в то же время углы рассеяния вторичных частиц относительно налетающей частицы в пучке определялись с меньшей точностью (0.008 рад.), т.к. направление последней в данном опыте не измерялось и угловой разброс пучка входил в погрешность угла рассеяния.

Система сцинтилляционных счетчиков $S_1 - S_6$ служит для выделения пучка в размерах мишени и выработки сигнала о взаимодействии пучковых частиц в мишени, входящего (вместе с сигналом от γ -детектора) в мастер, который запускает систему считывания информации в ЭВМ, работающей в режиме ONLINE с установкой. Электроника считывания описана в работах [19] и [20]. В качестве ONLINE ЭВМ используется VAX-4200, связанный с другими ЭВМ комплекса по сети ETHERNET. Математическое обеспечение позволяет во время приема информации производить ее контроль, изменять параметры программы, визуально наблюдать за процессом набора информации. Максимальная скорость набора экспериментальной информации – около 400 кбайт/сек.

2.2.2. γ -спектрометр

Для регистрации мгновенных фотонов, сопровождающих процесс девозбуждения атомных ядер, и измерения их энергии использовался Ge(Li) - NaI(Tl) γ -спектрометр (ГС на рис.1) [21].

Спектрометр включал Ge(Li) детектор с объёмом около 100 см³ в криостате специальной конфигурации и шести-секционную NaI(Tl) сборку-колодец, окружающую германиевый детектор и работающую в режиме антисовпадений с ним. Размер сборки: высота 300 мм, внешний диаметр 350 мм, диаметр колодца 100 мм. Расстояние от центра мишени до Ge детектора составляло 37,5 см. Сцинтилляционный счетчик S_5 , включенный на антисовпадение, предотвращал срабатывание спектрометра от попадающих в детектор заряженных частиц. Для

снижения уровня внешнего фона спектрометр помещен в свинцовую защиту. Аналоговый сигнал германиевого детектора преобразовывался в цифровую информацию (A_{gd}) с помощью блока АЦП с дискретностью 0.35 кэВ и считывался в ЭВМ. Оперативный контроль работы гамма-спектрометра осуществлялся с помощью 4096-канального анализатора типа NOKIA.

Калибровка энергетической шкалы германиевого детектора производилась по 18-ти известным γ -линиям источника ^{226}Ra в диапазоне энергии от 180 до 3100 кэВ, и аппроксимировалась степенной функцией вида

$$E_{\gamma}(\text{кэВ}) = b(A_{gd} - a)^c, \quad (1)$$

где A_{gd} – номер канала амплитудного анализатора или АЦП, соответствующий энергии E_{γ} ,

Численные значения коэффициентов $a = -48.45 \pm 0.07$, $b = 0.9532 \pm 0.0007$ и $c = 0.9849 \pm 0.0003$ вычислялись методом наименьших квадратов. Во время работы спектрометра калибровочная зависимость варьировалась в небольших пределах. За 12 часов работы дрейф коэффициентов этой зависимости не превышал пределов, необходимых для поддержания в наблюдаемом энергетическом диапазоне точности в определении энергии в пределах ± 1 кэВ.

Полная эффективность γ -спектрометра $\Omega_{eff}(E_{\gamma})$ определялась двумя факторами: $\Omega_{eff}(E_{\gamma}) = \Omega_g(E_{\gamma}) \cdot \eta(E_{\gamma})$, где Ω_g описывает геометрическую часть эффективности, а $\eta(E_{\gamma})$ – эффективность формирования сигнала мастера.

Зависимость $\Omega_g(E_{\gamma})$ измерялась экспериментально путем регистрации спектрометром γ -излучения от 4-х эталонных спектрометрических источников ^{60}Co , ^{88}Y , ^{137}Cs и ^{228}Th с хорошо известными интенсивностями. Источники подбирались таким образом, чтобы перекрыть изучаемый энергетический диапазон; γ -источники помещались на место исследуемой мишени, чтобы приблизить условия регистрации фотонов к экспериментальным. По 8-ми измеренным точкам методом наименьших квадратов была получена зависимость $\ln \Omega_g(\text{мстер}) = (11.02 \pm 0.05) - (2.08 \pm 0.01) \ln E_{\gamma}(\text{кэВ}) + (0.0793 \pm 0.0007) \ln E_{\gamma}^2(\text{кэВ})$, аппроксимировавшая геометрическую эффективность в диапазоне энергий (0,5-3,0) МэВ с точностью не хуже 2%.

Коэффициент $\eta(E_{\gamma})$ связан с использованием сигнала Ge-детектора в "мастере" для запуска системы считывания информации. Привяз-

ка по времени сигнала детектора к сигналу пучковых счётчиков осуществлялась "по фронту" с точностью 30–40 нсек для основной массы событий. С целью уменьшения фона при работе с мишенью длительность "ворот" схемы совпадений сигналов от детектора и счётчиков была ограничена величиной $\delta t=50$ нсек. Из-за большого разброса длительности переднего фронта сигналов Ge детектора это приводило к уменьшению эффективности спектрометра, что учитывалось введением множителя $\eta(E_\gamma)$. Величина $\eta(E_\gamma)$ была определена экспериментально путём сравнения спектров γ -излучения из мишени, набранных с $\delta t=50$ нсек и $\delta t=250$ нсек. Полученная путем сравнения двух спектров эффективность аппроксимировалась зависимостью $\eta(E_\gamma) = 0.7 - 0.55 \cdot \exp(-0.017 E_\gamma (\text{кэВ}))$. Зависимость величины Ω_{eff} от энергии фотона показана на рис. 2 в единицах "эффективного" телесного угла Ω_{eff} , который бы перекрывался гипотетическим идеальным (регистрирующим каждый фотон) γ -детектором.

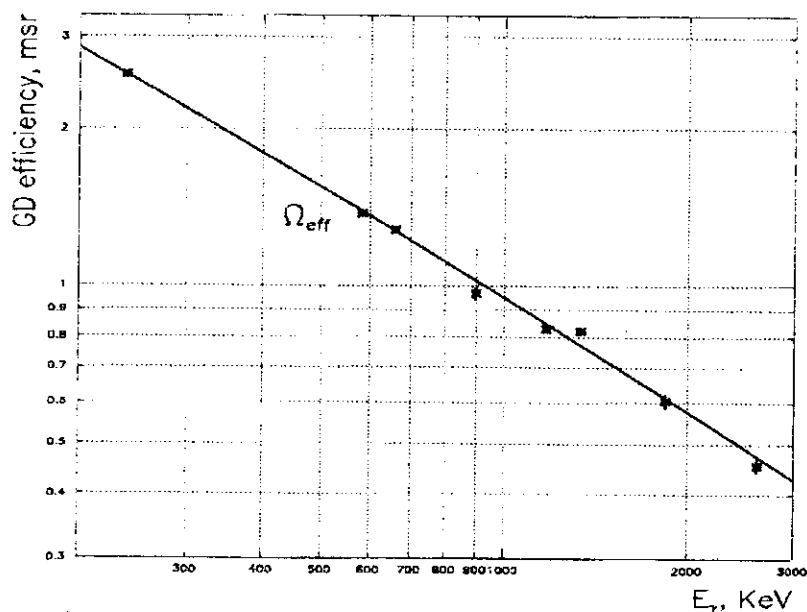


Рис. 2. Зависимость эффективности германиевого спектрометра от энергии γ -кванта.

Включение в мастер сигнала NaI-сборки на антисовпадение обеспечило подавление непрерывной компоненты фона в спектре Ge детектора при работе с мишенью в 20–30 раз. Длительность этого сигнала (200 нсек) была подобрана таким образом, чтобы снижение эффектив-

ности регистрации гамма-квантов, вылетающих из мишени, было пренебрежимо мало (см рис. 3, где γ -спектр приведен без NaI и с ним).

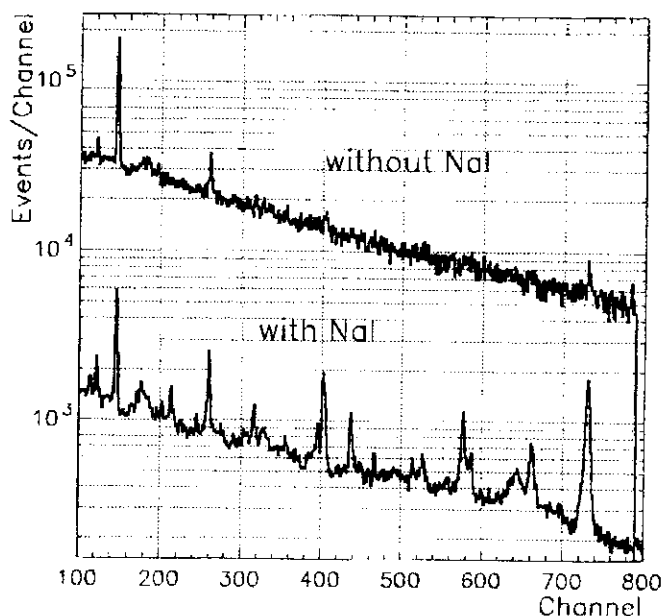


Рис. 3. Подавление непрерывного фона активной защитой из NaI. Верхняя гистограмма представляет участок γ -спектра без активной защиты, нижняя – тот же участок спектра с включенной защитой.

Чтобы оценить систематические погрешности в определении поперечного сечения ядерных реакций, вызванные неопределенностью в эффективности γ -спектрометра, процедура определения эффективности была выполнена несколько раз. Было выяснено, что величина систематической погрешности в сечении не превышает $\pm 10\%$, причем основной вклад вносит неопределенность коэффициента η .

Значительной трудностью, связанной с использованием Ge-детектора в данном эксперименте, явилось наличие фона сигналов от заряженных частиц и гамма-квантов высоких энергий. Амплитудная перегрузка спектрометрического тракта приводит к неконтролируемой потере эффективности спектрометра в случае использования стандартной электроники, поскольку при этом сигнал, формируемый зарядочувствительным предусилителем, имеет длительность несколько миллисекунд. Для предотвращения эффектов перегрузки величина времени сбора заряда, определяемая целью обратной связи в предусилителе, была уменьшена на 2 порядка. Энергетическое разрешение Ge-

детектора FWHM ("ширина на полувысоте") составило при этом около 9–16 кэВ в диапазоне энергий γ -излучения (0,5–2,0) МэВ, а форма аппаратной кривой, описывающей спектр фотонов в области регистрируемых γ -линий, неплохо аппроксимировалась распределением Гаусса во всем диапазоне энергий. Средние значения этих распределений для γ -линий от источника ^{226}Ra служили для установления калибровочной зависимости.

Ограничение времени задержки регистрируемого сигнала Ge-детектора относительно сигнала от рассеянного протона величиной 50 нсек определяет верхнюю границу на периоды полураспада $T_{1/2}$ уровней, которые могут наблюдаться в эксперименте. По-видимому, без искажений могут быть измерены интенсивности уровней с $T_{1/2} \leq 10 \div 20$ нсек, для более долгоживущих уровней следует вводить поправки на долю нерегистрируемых распадов.

2.3. Проведение эксперимента

Было проведено 3 сеанса измерений на пучке протонов с мишенью из кремния. Цилиндрическая мишень диаметром 80 мм и высотой 27 мм располагалась таким образом, чтобы пучок падал в центр мишени. Ось цилиндра направлялась вдоль пучка. Изотопный состав мишени: ^{28}Si –92,23%, ^{29}Si –4,67%, ^{30}Si –3,1%, плотность 2,20 г/см³. Исследовались взаимодействия протонов с наиболее распространенным изотопом ^{28}Si . Квантовые числа основного состояния этого ядра 0^+ , первый возбужденный уровень (2^+) имеет энергию 1,77003 МэВ и период полураспада $(686 \pm 13) \cdot 10^{-15}$ сек [22]. Через этот уровень происходит разрядка большинства вышележащих возбужденных состояний ядра. Пороговая энергия выбивания нуклона из ядра ^{28}Si составляет $E_t = 11,58$ МэВ.

Мастерная система отбирала все события взаимодействия пучковой частицы в мишени, которые сопровождалась регистрацией фотона в ГС. Для этого вырабатывался сигнал на считывание информации по схеме $S_1 S_2 S_3 S_4 \overline{S_5} \overline{S_6} \text{NaI Ge}$. Счетчики $S_1 - S_4$ ограничивали поперечный размер пучка квадратом 2×2 см². Счетчик $\overline{S_6}$, включенный на антисовпадение, исключал частицы, прошедшие через мишень без взаимодействия в угле $\leq 0,4^\circ$, а включение на антисовпадение сигналов от счетчика S_5 и NaI - сборки обеспечивали подавление фона в γ -детекторе.

По сигналу мастерной системы в ЭВМ передавалась информация об адресах сработавших проволочек пропорциональных камер, ампли-

туда A_{gd} сигнала с германиевого детектора и показания пересчетных устройств, мониторирующих работу пучкового тракта и аппаратуры считывания. Для определения сечений ядерных реакций подсчитывалось число частиц, падающих на мишень, с учетом мертвого времени аппаратуры. Для 3-х сеансов на ускорителе полной длительностью 20 суток это число оказалось равным $N_o = 5.6 \times 10^{10}$, а число переданных в ЭВМ мастеров $N_m = 1.18 \times 10^6$. В течение сеансов большое внимание уделялось стабильности работы ускорителя, пучкового тракта и германиевого детектора. Два раза в сутки проводилась энергетическая калибровка германиевого детектора, с такой же периодичностью производились "пучковые" экспозиции (без мишени) по измерению среднего значения импульса пучка и формы импульсного распределения. Информация, принятая в режиме ONLINE, записывалась в базу данных установки, доступную для обработки с других ЭВМ комплекса.

3. Обработка данных

3.1. Первичная математическая обработка

Первичная математическая обработка производилась на ЭВМ Pentium-Pro (ОС Linux) по программе MAGOFF. Основными задачами этой программы являются восстановление векторов импульсов зарегистрированных магнитным спектрометром заряженных частиц, определение энергий фотонов по амплитуде сигналов в ГС, отбор событий определенного класса и формирование массива информации, необходимой для дальнейшего анализа.

В настоящей работе анализируются инклюзивные по адронам события (с одной зарегистрированной в магнитном спектрометре заряженной частицей – треком). Поиск кандидатов производился среди зарегистрированных случаев, в которых одновременно присутствовали сигналы, по крайней мере, от 4-х плоскостей "у" из 6-ти и трех плоскостей "z" из пяти, включенных до магнита, трех "Y" из 5-ти, и двух "Z" из трех – за магнитом. Импульсы p частиц определялись при "сшивке" треков до магнита и за ним линией, описывающей траекторию частицы в известном магнитном поле.

При дальнейшем отборе событий анализировалось число лишних сигналов от проволочек, не находящихся вблизи треков. Если число таких сигналов среди какой-либо из 4-х групп камер (у,z,Y,Z) превышало 3, событие отбрасывалось. Как показали расчеты методом Монте-

Карло, применение этого алгоритма позволило свести к пренебрежимо малой величине возможный вклад реакции с большей множественностью, а также вклад фоновых событий с возможной примесью случайных частиц, не относящихся к данному процессу.

Из 1.18×10^6 мастеров было отобрано 0.242×10^6 одотрековых событий. Информация для каждого из них включала в себя 7 величин: X_{ti}, Y_{ti}, Z_{ti} – измеренные координаты точки взаимодействия пучкового протона с ядром мишени, $E_{\gamma i}$ – энергия фотона, p_i, θ_i, ϕ_i – импульс вторичной частицы и ее направления после взаимодействия.

3.2. Эффективность магнитного спектрометра

Эффективность магнитного спектрометра была описана коэффициентом ε_s , учитывающим как вероятность попадания вторичной частицы в прямоугольную область, ограниченную размерами пропорциональных камер (геометрическая эффективность), так и эффективность W камер, зависящую от режима их работы. Процедура восстановления траекторий частиц в программе MAGOFF предусматривает вычисление вероятности W для каждой работающей пропорциональной камеры. Как показал анализ, для некоторых камер она не является постоянной величиной, а зависит от места прохождения частицы $W = U(y, z)$.

Эти зависимости являлись исходной информацией для моделирования по программе GEANT эффективности $\varepsilon_s = f(\theta, p)$ спектрометра в зависимости от угла вылета частицы из мишени и ее импульса. Одновременно рассчитывалась эффективность $\varepsilon = f(\theta)$ регистрации частиц (без измерения импульсов) блоками ПК1 и ПК2 пропорциональных камер, расположенных до магнита. В расчетах предполагалось, что вторичные заряженные частицы распределены по азимуту равномерно. Результаты расчетов показаны на рис.4 и 5.

Вычисленные эффективности $\varepsilon_s = f(\theta, p)$ и $\varepsilon = f(\theta)$ учитывались при статистической обработке, когда каждое i -ое событие суммировалось с весом $b_i(\theta_i, p_i) = 1/\varepsilon_{si}(\theta_i, p_i)$, равным восстановленному "реальному" числу событий, в которых заряженная частица попала в область регистрации спектрометра и имела в эксперименте импульс \vec{p}_i .

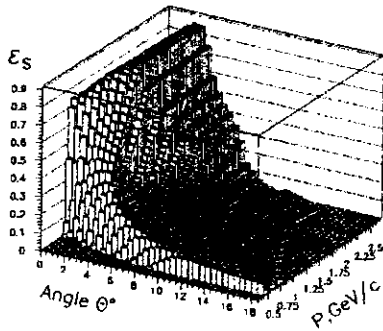


Рис. 4. Зависимость эффективности ϵ_s регистрации частиц в спектрометре МАГ от угла вылета частицы из мишени и ее импульса.

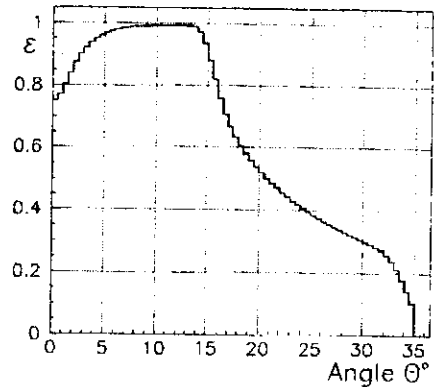
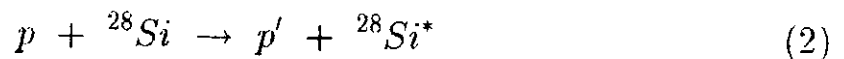


Рис. 5. Зависимость эффективности ϵ регистрации частиц в блоках ПК1 и ПК2 передних камер от угла вылета частицы из мишени.

3.3 . Аппаратурная функция при измерении энергии возбуждения

При исследовании квазикогерентного рассеяния частиц на атомных ядрах одним из основных параметров является величина энергии возбуждения ядра ω . В случае регистрации одной лидирующей частицы она определяется как разность между недостающей массой M^* реакции



и массой покоя ядра-мишени M :

$$\omega = M^* - M \quad (3)$$

и

$$M^* = \sqrt{(E_0 + M - E)^2 - p_0^2 - p^2 + 2p_0p \cos\theta}, \quad (4)$$

где (E_0, p_0) и (E, p) - энергия и импульс налетающего и зарегистрированного протонов соответственно.

При анализе распределений по величине ω необходимо знать аппаратную функцию $g(\omega)$ или распределение по этой величине, получаемое при измерении на спектрометре процесса с фиксированным значением энергии ω . При таком определении в формирование аппаратной функции вносит вклад как импульсное разрешение магнитного спектрометра, так и разброс пучковых частиц по импульсам. Вид этой функции был получен из распределения (рис.6) по ω для экспозиций без мишени, в которых, очевидно, энергия возбуждения тождественно

равна нулю. Аналитически распределение удовлетворительно описывается суммой из 2-х функций Гаусса (плавная кривая на рис.6):

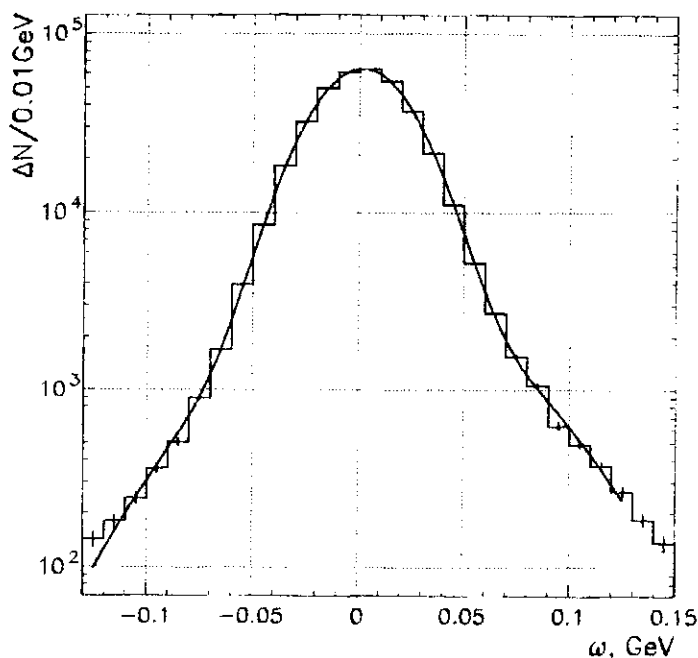


Рис. 6. Аппаратурная функция $g(0, \omega)$.

$$g(E^*, \omega) = \exp(-0.5((\omega - E^*)/(0.0225 \pm 0.0005))^2) + (0.075 \pm 0.001) \exp(-0.5((\omega - E^* + 0.0085 \pm 0.0003)/(0.0500 \pm 0.0007))^2). \quad (5)$$

Здесь E^* – энергия наблюдаемого возбужденного уровня (в случае пучковых экспозиций $E^* = 0$). Она, как и ω , выражается в ГэВ.

Первый член этого выражения, вклад которого составляет 93%, имеет стандартное отклонение 0.0225 ГэВ. В первом приближении эту величину можно считать энергетическим разрешением магнитного спектрометра.

4. Измерение сечения реакции $^{28}\text{Si}(p, px)^{28}\text{Si}^*(E_\gamma = 1.78 \text{ МэВ})$

Реакции квазикогерентного взаимодействия с ядрами ^{28}Si , при которых нуклонный состав ядра остается неизменным, выделялись по характеристическому γ - излучению с энергией 1.78 МэВ, источником

которого является переход ядра из первого возбужденного состояния 2_1^+ в основное 0_{gs}^+ . Этот уровень удобен тем, что, как показали расчеты методом Монте-Карло, время торможения ядра кремния в веществе мишени после столкновения с ним протона гораздо меньше периода его полураспада и форма γ -линии не искажается за счет эффекта Доплера.

Необходимая для выделения реакций энергия γ -кванта вычислялась для каждого из 1.18×10^6 зарегистрированных событий по величине A_{gd} с помощью калибровочной зависимости (1).

На рис. 7 показано распределение событий по энергии фотона в области $1.73 \div 1.85$ МэВ.

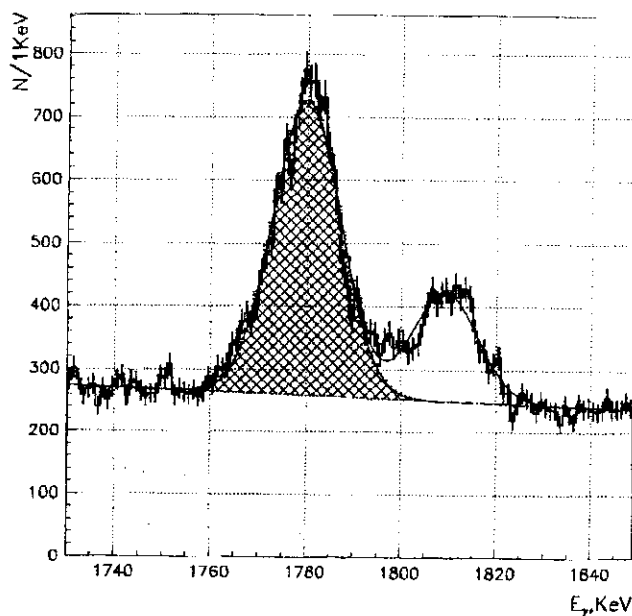


Рис. 7. Распределение всех зарегистрированных событий по энергии γ -кванта в районе перехода $^{28}\text{Si}^*(2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+)$.

Справа от анализируемого пика виден фоновый сигнал от реакции $^{28}\text{Si}(p, 2p)^{26}\text{Mg}^*(2_1^+, 1.809\text{МэВ})$ с последующим переходом ядра $^{26}\text{Mg}^*$ в основное состояние.

Распределение в указанной области описывалось суммой линейного полинома (подложка) и двух функций Гаусса. Найденное методом наименьших квадратов решение показано на рисунке плавными линиями. Для анализируемого максимума: фитированное значение средней энер-

гии γ - кванта оказалось равным

$E_\gamma = (1.7799 \pm 0.0002(\text{стат.}) \pm 0.0010(\text{сист.}))$ МэВ (что находится в хорошем соответствии с табличным значением [22]); стандартное отклонение $\sigma_{E_\gamma} = 7.1$ кэВ. Площадь под максимумом, показанная на рисунке штриховкой, и равная числу кандидатов на квазикогерентные события, составила 8656 ± 161 . Из этого числа следует вычесть фон от реакций $^{29}\text{Si}(p, pn)^{28}\text{Si}^*$, $^{30}\text{Si}(p, p2n)^{28}\text{Si}^*$, который по нашей оценке составляет 50 ± 10 событий. Необходимо учесть также возможный вклад реакций расщепления ядер ^{28}Si протонами, в которых девозбужденное ядро-остатка сопровождается излучением фотона в рассматриваемой области $E_\gamma \pm 2\sigma_{E_\gamma}$:

$^{25}\text{Al}(7/2^+, 2.72 \xrightarrow{1.775} 3/2^+, 0.944)$, $^{25}\text{Al}(5/2^+, 1.79 \xrightarrow{1.790} 5/2^+, gs)$,

$^{26}\text{Mg}(0^+, 3.589 \xrightarrow{1.780} 2^+, 1.809)$, $^{26}\text{Mg}(4^+, 5.715 \xrightarrow{1.775} 3^+, 3.941)$.

Т.к. экспериментальных данных по измерению вероятностей соответствующих ядерных реакций нет, для оценки вклада этих реакций использовались альтернативные каналы девозбуждения с испусканием фотонов с отличными от 1.78 МэВ энергиями, попадающими в исследуемый диапазон γ -спектра $50 \div 3500$ кэВ. Как показал анализ, в областях энергий, соответствующих альтернативным каналам, не наблюдается отклонений от плавного фона. Это позволило оценить верхнюю границу вклада указанных фоновых реакций. Для 4-х указанных γ -переходов в сумме она составляет 250 событий на уровне достоверности 67%. После введения поправок на вклад фоновых процессов получим $N_{1.78} = 8606_{-300}^{+161}$ событий.

Поперечное сечение квазикогерентного взаимодействия с разрядкой вышележащих возбужденных состояний через уровень 1.78 МэВ вычислялось по формуле

$$\sigma_{1.78} = \frac{4\pi A N_{1.78}}{N_{av} \rho x \Omega_{eff}(E_\gamma) k \xi N_m}, = (37.8_{-1.5}^{+0.8}(\text{стат.}) \pm 4.0(\text{сист.}))\text{мб}, \quad (6)$$

где $A = 28$ - атомный номер ядра-мишени; N_{av} - число Авогадро; $\rho = 2.20$ г/см³ и $x = 2.8$ см - плотность и толщина мишени; $\Omega_{eff}(E_\gamma)$ - эффективность германиевого детектора; $k = 0.65$ - коэффициент, учитывающий поглощение γ -квантов в мишени (вычислен методом Монте-Карло); $\xi = 1.05$ - коэффициент, учитывающий угловое распределение γ - квантов в ядерных переходах $2^+ \rightarrow 0^+$ [23]; $N_m = 1.18 \times 10^6$ - число зарегистрированных событий.

Существенной особенностью первого возбужденного уровня

$^{28}\text{Si}^*(2^+, 1.78)$ является возможная "подпитка сверху", т.к. согласно схеме уровней ядра ^{28}Si [22], [24], по крайней мере, 10 возбужденных уровней, расположенных ниже энергии выбивания нуклона E_t , имеют значительную вероятность девозбуждения через этот уровень. Это приводит к тому, что, выделяя события под пиком 1.78 МэВ, мы не знаем, в каком именно возбужденном состоянии было ядро после взаимодействия с протоном. Однако сравнивая полученный результат с данными других экспериментов, можно сделать некоторые оценки, которые приведены в следующем разделе.

5. Анализ квазикогерентных событий, инклюзивных по адронам

5.1. Отбор событий

В результате обработки статистического материала по программе MAGOFF было получено 252163 события для всего энергетического диапазона γ -кванта и одной зарегистрированной в магнитном спектрометре положительно заряженной частицей, преимущественно протоном. Как показало моделирование методом Монте-Карло, среди зарегистрированных частиц может присутствовать небольшая (< 2%) примесь π^+ -мезонов от процессов образования пар ($\pi^+ \pi^-$) в изучаемых реакциях. Влияние этой примеси учитывалось при дальнейшей статистической обработке. Для исключения событий, в которых пучковый протон не провзаимодействовал с мишенью, вводилось ограничение на угол его рассеяния $\theta > 1.5^\circ$ относительно направления пучка.

Для анализа квазикогерентных реакций $^{28}\text{Si}(p, px)^{28}\text{Si}^*$ отбирались события, сопровождавшиеся излучением фотона с энергией 1.78 кэВ, соответствующей переходу $^{28}\text{Si}^*(2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+)$. На рис. 8 показано распределение событий по энергии фотона в районе этого перехода. Еще раз отметим, что в этом и во всех остальных распределениях учтена эффективность магнитного спектрометра, как это объяснено в разделе 3.2.

Мелкой штриховкой выделены события, попадающие в интервал $1760 \leq E_\gamma \leq 1790$ кэВ, выбранный для выделения квазикогерентных событий. Для оценки вклада непрерывного фона, распределение слева и справа от максимума аппроксимировалось линейной функцией, которая показана на рисунке точечной линией. Было получено, что число событий в указанном интервале составляет 2380, фон – 560 ± 50 , а число

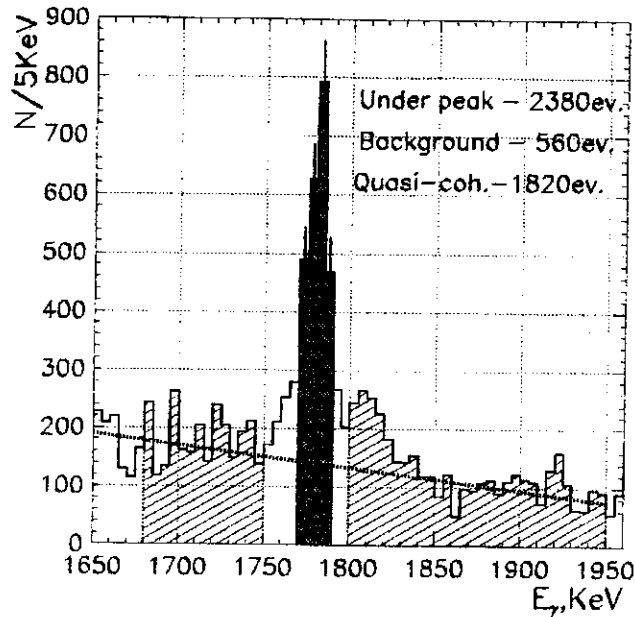


Рис. 8. Распределение одноканальных событий по энергии γ -кванта в районе перехода $^{28}\text{Si}^*(2_1^+ \rightarrow 0_{gs}^+)$.

квазикогерентных событий – 1820 ± 50 . На этом же рисунке наклонной штриховкой справа и слева от пика показаны интервалы, события в которых при дальнейшем анализе служили для установления формы фоновых распределений по энергии возбуждения ядра, углу рассеяния протона и другим кинематическим переменным.

Аналогичные расчеты были выполнены и для событий, в которых одна заряженная частица была зарегистрирована в передних блоках пропорциональных камер ПК1 и ПК2. Поскольку угловой акцептанс в этом случае выше, число зарегистрированных квазикогерентных событий было несколько больше: 2701 ± 65 при фоне 1435 ± 45 .

5.2. Дифференциальные сечения

При определении дифференциальных сечений были учтены три поправки.

1. На эффективность отбора одноканальных событий программой MAGOFF (0.61 ± 0.05). Эта величина была определена по пучковым экспозициям, когда, по определению, одноканальным должно быть каждое событие,

2. На потери случаев рассеяния протонов на углы $\theta > 30^\circ$. Доля таких случаев была оценена по событиям, в которых в пропорциональных камерах не было зарегистрировано ни одного срабатывания, которое могло быть вызвано частицей, выходящей из мишени. Она оказалась равной 22% от числа зарегистрированных событий.
3. На примесь событий с большей множественностью заряженных частиц ($< 1\%$).

На рис. 9 сплошной линией показано дифференциальное сечение для 2701 события, зарегистрированного в передних блоках камер (без измерения импульса протона в спектрометре), точками – для 1820 событий с импульсами частиц ≥ 0.4 ГэВ/с. При получении этих распределений был вычтен фон. Совпадение этих двух распределений в пределах статистических погрешностей в интервале углов до 15° свидетельствует об отсутствии заметной систематики при учете эффективности магнитного спектрометра.

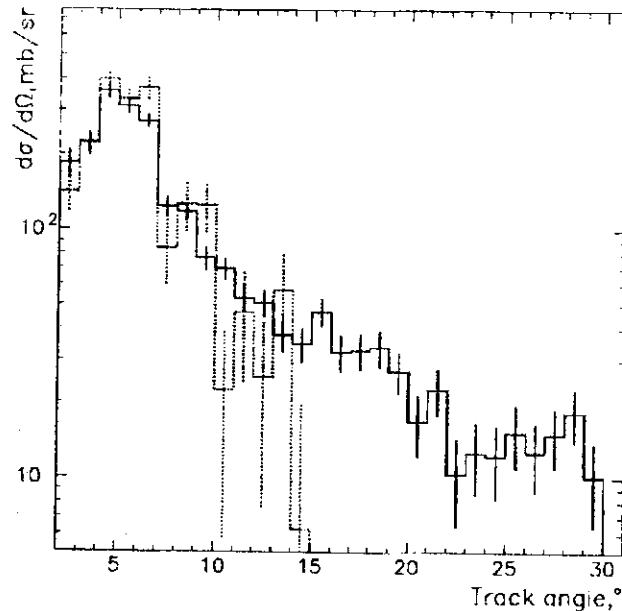


Рис. 9. Дифференциальные сечения реакции $^{28}\text{Si}(p, px)^{28}\text{Si}^*(E_\gamma = 1.78 \text{ МэВ})$ для событий, зарегистрированных в блоках камер ПК1 и ПК2 (сплошная гистограмма) и для событий, зарегистрированных во всех блоках камер спектрометра.

Интересно сравнить полученные сечения с результатами других работ. Наиболее близкими к нашей по условиям эксперимента являются

работы [1], [2], выполненные в ЛИЯФ в 1975–1979 гг. на магнитном спектрометре с энергетическим разрешением 2 МэВ. В них были измерены дифференциальные сечения квазикогерентного рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ на ядре ^{28}Si с возбуждением первых 3-х уровней. Интегрирование дифференциального сечения, полученного в работах группы ЛИЯФ, по углам рассеяния протонов в интервале $5.7\text{--}15^\circ$ дает для уровней 1.78, 4.61 и 4.96 МэВ значение 8.9 ± 0.9 мб. Переходы ядра с двух последних уровней происходят всегда через уровень 1.78 и, следовательно, регистрируются в нашем эксперименте. К сожалению, в нашем эксперименте вследствие искажения формы γ -спектра за счет эффекта Доплера при переходах ядра из 2-го и 3-его возбужденных состояний в первое не удается разделить реакции с возбуждением этих уровней. Однако, отобрав события с $\omega \leq 0.05$ ГэВ, можно оценить в том же диапазоне углов сечение возбуждения всех уровней ядра ^{28}Si , имеющих в качестве конечной стадии процесса де-возбуждения γ -переход с энергией 1.78 МэВ. Оно оказалось равным $\sigma(5.7^\circ \leq \theta \leq 15^\circ, \omega \leq 0.05 \text{ ГэВ}) = (11.5 \pm 0.5 \pm 1.2)$ мб.

Оба результата в пределах двух стандартных отклонений совпадают, согласуются друг с другом и дифференциальные распределения, представленные на рис. 10.

Тем не менее, полученную в нашем эксперименте на $\approx 25\%$ большую величину сечения можно интерпретировать как указание на возбуждение в квазикогерентных взаимодействиях уровней ядра ^{28}Si с энергией выше 4.96 МэВ и оценить сечение таких процессов как разность результатов двух экспериментов:

$$\sigma(5.7^\circ \leq \theta \leq 15^\circ, E^* \geq 4.96) = 2.6 \pm 1.2 \pm 1.2 \text{ мб.}$$

5.3. Анализ распределения по энергии возбуждения ω . Поиск высоковозбужденных состояний

Распределение 2380 квазикогерентных случаев, отобранных в интервале $1760 \text{ кэВ} \leq E_\gamma \leq 1790 \text{ кэВ}$, по переданной энергии ω в реакции $^{28}\text{Si}(p, px)^{28}\text{Si}^*$ (см. выражение 3) показано в логарифмическом масштабе на рис. 11 пунктирной гистограммой.

Сплошной гистограммой, выделенной штриховкой, представлены 1820 квазикогерентных событий, оставшихся после вычитания фона. События группируются в районе малых энергий возбуждения и более равномерно распределены при больших значениях ω . Стрелкой показана

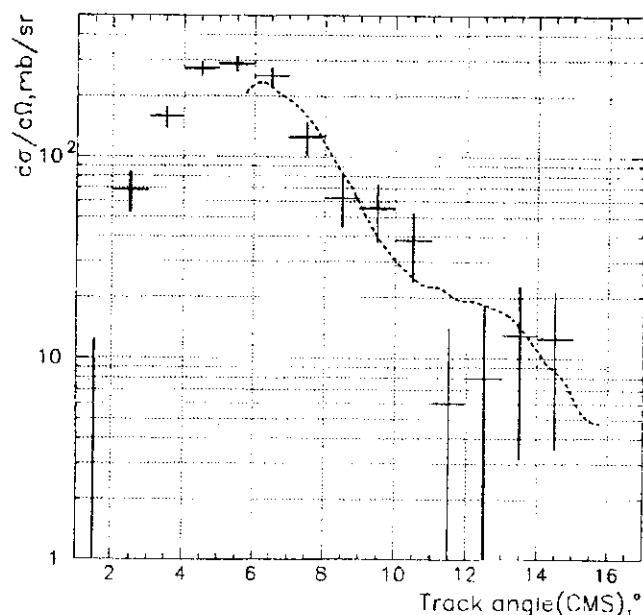


Рис. 10. Дифференциальные сечения реакции $^{28}\text{Si}(p, px)^{28}\text{Si}^*(E_\gamma=1.78 \text{ МэВ})$ в системе центра масс для событий, удовлетворяющих условию $\omega < 0.05 \text{ ГэВ}$. Плавной кривой показан результат ЛИЯФ

на граница энергетических областей ($\omega=0.15 \text{ ГэВ}$): слева от нее находится область безмезонных возбуждений или упругих взаимодействий; справа – область, в которой возможно образование π -мезонов. На эти области соответственно приходится 1359 и 461 событие. На вставке рисунка распределение по ω для первой области представлено в линейном масштабе и в более мелком разбиении по ω , двойной штриховкой показано распределение для фоновых событий.

5.3.1. Область квазикогерентных упругих взаимодействий ($\omega \leq 0.15 \text{ ГэВ}$).

Как показано выше, основными в этой области являются процессы возбуждения первых трех уровней ядра ^{28}Si со средней энергией $\overline{E_{1-3}^*} = 3.3 \text{ МэВ}$. Т.к. расстояние между уровнями (3.22 МэВ) гораздо меньше разрешения магнитного спектрометра ($\approx 22 \text{ МэВ}$), форма отклика спектрометра на такое возбуждение должна совпадать с аппаратурной функцией $g(\overline{E_{1-3}^*}, \omega)$ (5). Вопрос о возможном проявлении в экспериментальном распределении по ω реакций, сопровождающихся возбуждением более высоколежащих уровней, решался путем описа-

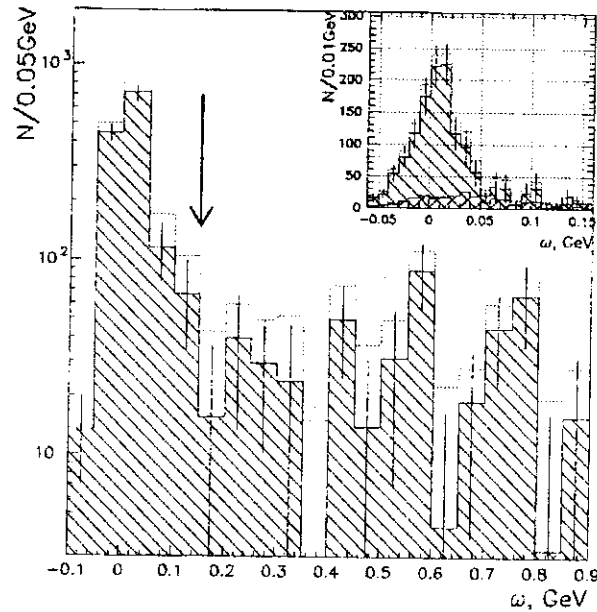


Рис. 11. Распределение событий, удовлетворяющих условию $1760 \text{ кэВ} \leq E_\gamma \leq 1790 \text{ кэВ}$ по величине ω . Заштрихована гистограмма для 1820 квазикогерентных событий, оставшихся после вычитания фона. Стрелкой обозначена граница, разделяющая области упругих (слева) и неупругих реакций. В правом верхнем углу – распределение по ω для упругих событий в более мелком разбиении. Двойной штриховкой показано распределение для 560 фоновых событий.

ния распределений по ω суммой трех аппаратурных функций. Методом максимального правдоподобия находились 5 параметров функции $F = a_1 \cdot g(\overline{E_{1-3}^*}, \omega) + a_2 \cdot g(a_3, \omega) + a_4 \cdot g(a_5, \omega)$, два из которых (a_3 и a_5) определяют энергии искомым уровней, три остальных (a_1 , a_2 и a_4) – их возможный вклад. Значения параметров оказались равными: $a_1 = 147 \pm 46$, $a_2 = 50 \pm 45$, $a_3 = 0.013 \pm 0.010$, $a_4 = 17 \pm 8$, $a_5 = 0.099 \pm 0.006$. Найденное решение представлено на рис. 12, где на экспериментальную гистограмму наложены функция F (сплошная линия) и 3 ее слагаемых, обозначенных цифрами.

Кроме процессов возбуждения трех первых уровней (кривая 1), доля которых по приблизительной оценке составляет 70%, программа минимизации находит ненулевые вклады для еще двух энергий возбуждения в районе 10 МэВ (кривая 2) и 100 МэВ (кривая 3). Что касается возможного вклада реакций с возбуждением уровней с $4.98 \text{ МэВ} \leq E^* \leq E_t$, то он представляется вполне вероятным и не противоречит выводу, сде-

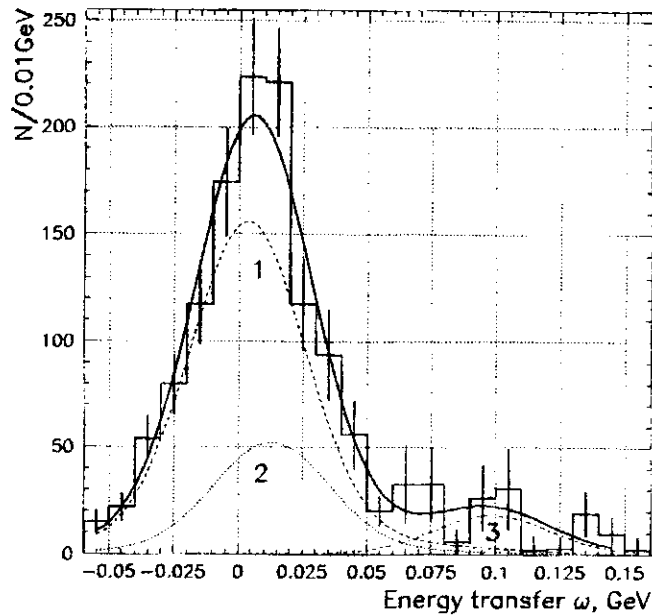


Рис. 12. Результаты фитирования экспериментального распределения по ω функцией F .

ланному в разделе 5.2. Чтобы проверить достоверность существования ядерного уровня в области $0.06 \text{ ГэВ} < \omega < 0.15 \text{ ГэВ}$, описываемого третьим слагаемым функции F , был проведен сравнительный анализ энергий γ -квантов для событий с малыми и более высокими энергиями возбуждения: $\omega \leq 0.06 \text{ ГэВ}$ (а) и $0.06 \text{ ГэВ} < \omega < 0.15 \text{ ГэВ}$ (б). На рис. 13 показаны спектры γ -квантов для этих двух интервалов.

События, удовлетворяющие условиям отбора квазикогерентных реакций (см. раздел 5.1) и вошедшие в гистограмму на рис. 12, отмечены штриховкой. Стрелкой на рисунках показано положение уровня 1.78 МэВ . При малых энергиях возбуждения (верхний рисунок) наблюдается четкий максимум, соответствующий квазикогерентным реакциям. Отсутствие на нижней гистограмме заметного сигнала в заштрихованном диапазоне свидетельствует о том, что наблюдаемые в области $\omega = 0.06 \div 0.15 \text{ ГэВ}$ события могли быть вызваны флуктуацией фона, и по этим событиям можно установить только ограничение на сечение возбуждения долгоживущих уровней ядер в этой области. Результаты соответствующих вычислений представлены ниже в разделе 5.3.3.

Предполагая, что уровень, описываемый третьим слагаемым в функции F имитирован флуктуацией фона, можно определить сред-

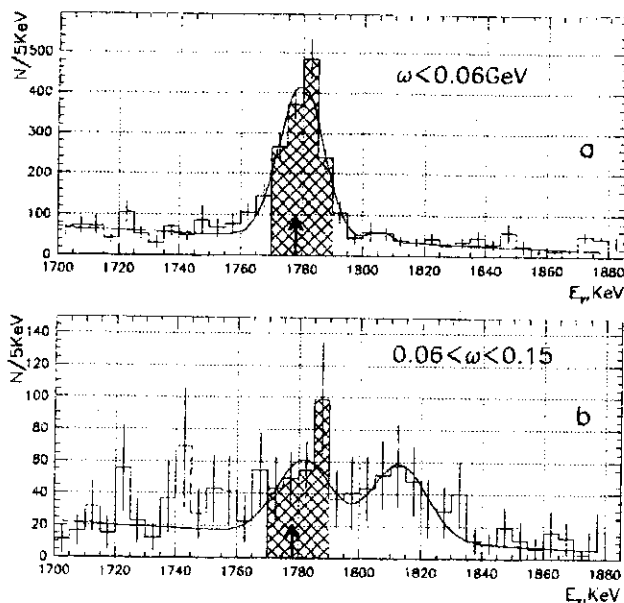


Рис. 13: Распределения по энергии γ -квантов в районе перехода $^{28}\text{Si}^*(2_1^+ \rightarrow 0_{g.s}^+)$ для двух интервалов энергии возбуждения ядра: $\omega \leq 0.06$ ГэВ(а) и $0.06 < \omega < 0.15$ ГэВ(б). Стрелкой отмечена энергия перехода 1.78 МэВ

ную энергию возбуждения ядра ^{28}Si при квазикогерентных упругих взаимодействиях с протонами \bar{E}^* . Для этого экспериментальное распределение в области $\omega \leq 0.06$ ГэВ описывалось одной функцией разрешения $F_1 = b \cdot g(\bar{E}^*, \omega)$. Оценка величины \bar{E}^* методом наименьших квадратов оказалась равной $\bar{E}^* = 0.053 \pm 0.014$ ГэВ. При этом значение χ^2 было равно 6.9 при числе степеней свободы, равном 9.

5.3.2. Область образования π -мезонов ($\omega \geq 0.15$ ГэВ).

В области ($\omega \geq 0.15$ ГэВ) переданной протоном энергии становится достаточно для образования одного или нескольких π -мезонов. Причем, общий заряд системы π -мезонов должен быть равен нулю, т.к. в соответствии с условиями квазикогерентности, электрический заряд ядра в результате реакции не должен измениться.

Известно, что при энергиях около 1 ГэВ процесс образования π -мезона протонами на свободных нуклонах идет преимущественно через изобары $P_{33}(1232)(\Delta)$ и $P_{11}(1440)$ ([25], [26], [27]). Предполагая, что при квазикогерентном взаимодействии протонов с ядрами процесс

образования π -мезонов идет на квазисвободных нуклонах через изобары, оценим сечения соответствующих реакций. Как показано в работах [28], [29], [30] образование изобары $P_{11}(1440)$ на ядрах сильно подавлено, а для рождения изобары $D_{13}(1520)$ энергии налетающего протона, по-видимому, недостаточно, т.к. верхняя граница массы частицы X в реакции $pp \rightarrow pX$ при $E=1$ ГэВ составляет 1.43 ГэВ/ c^2 . Поэтому в данной работе процессы образования одного π -мезона моделировались с участием только Δ -изобары, а процессы рождения двух π -мезонов – без участия изобар.

Оценка сечения образования π -мезонов в нашем эксперименте была получена в результате подгонки методом максимального правдоподобия расчетной функции к экспериментальному распределению. Расчетная функция состояла из суммы полученных методом Монте-Карло распределений по ω для трех процессов.

1. Возбуждение ядра до энергии $\bar{E}^*=0.053$ ГэВ в реакции $^{28}\text{Si}(p, p')^{28}\text{Si}^*$.

2. Образование изобары на внутриядерном нуклоне p_f (n_f) и ее распад по известным каналам с рождением π -мезонов. Разыгрывались 7 реакций:

$$p + n_f \rightarrow n + \Delta_{1232}^{++} (p\pi^+), \quad [0.47] \quad (1)$$

$$p + p_f \rightarrow p + \Delta_{1232}^+ (p\pi^0), \quad [0.14] \quad (2)$$

$$p + p_f \rightarrow p + \Delta_{1232}^+ (n\pi^+), \quad [0.07] \quad (3)$$

$$p + n_f \rightarrow n + \Delta_{1232}^+ (p\pi^0), \quad [0.11] \quad (4)$$

$$p + n_f \rightarrow n + \Delta_{1232}^+ (n\pi^+), \quad [0.05] \quad (5)$$

$$p + n_f \rightarrow p + \Delta_{1232}^0 (p\pi^-), \quad [0.05] \quad (6)$$

$$p + n_f \rightarrow p + \Delta_{1232}^0 (n\pi^0). \quad [0.11] \quad (7)$$

3. Образование пары π -мезонов с общим зарядом, равным нулю, на внутриядерном нуклоне в следующих реакциях:

$$p + p_f \rightarrow p + p + 2\pi, \quad (8)$$

$$p + n_f \rightarrow p + n + 2\pi. \quad (9)$$

При моделировании процессов 2 и 3 учитывался ферми-импульс нуклона-мишени внутри ядра. Чтобы обеспечить сохранение энергии в реакции, полная энергия нуклона-мишени принималась равной массе покоя свободного нуклона. В реакциях (1)–(7) образования Δ -изобары угловое распределение в системе центра инерции моделировалось

в соответствии с результатами работы [26]. В прямоугольных скобках для этих реакций указаны их относительные доли, которые получены в результате анализа экспериментальных данных по измерению сечений образования π -мезонов в различных изотопических состояниях системы πN , выполненного в работах [26], [27], [25]. Формы моделированных распределений по ω в процессах 8 и 9 оказались близкими и их относительный вклад принимался одинаковым. Для обеспечения условий квазикогерентности реакций отбирались события, в которых энергия нуклона после взаимодействия была меньше энергии отделения нуклона от ядра ^{28}Si (0.0116 ГэВ для протона и 0.0172 для нейтрона).

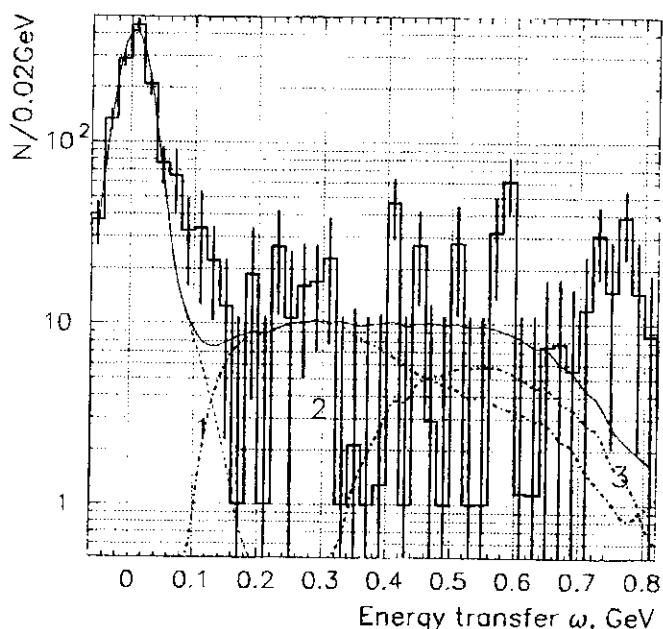


Рис. 14. Распределение квазикогерентных событий по величине ω . Гистограмма – экспериментальные данные, сплошная линия – результат описания данных с помощью трех процессов: возбуждения ядра до энергии $\bar{E}^*=0.053$ ГэВ (кривая 1), образования изобары на внутриядерном нуклоне (кривая 2) и образования пары π -мезонов (кривая 3)

Подгонка производилась без нормировки на число событий в экспериментальной гистограмме. Результаты подгонки представлены на рис. 14, где моделированные распределения по ω для процессов 1, 2 и 3 помечены цифрами. Найденные вклады этих процессов оказались равными: 1290 ± 70 , 198 ± 70 и 92 ± 60 . Вводя поправки на долю событий, в которых вторичные заряженные частицы не попадают в область реги-

страции спектрометра, и переходя к сечениям, получим:

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= (14.2 \pm 3.0 (\text{стат.}) \pm 1.5(\text{сист.}))\text{мб}, \\ \sigma_2 &= (7.5 \pm 3.0 (\text{стат.}) \pm 0.8(\text{сист.}))\text{мб}, \\ \sigma_3 &= (3.1 \pm 2.0(\text{стат.}) \pm 0.3(\text{сист.}))\text{мб}.\end{aligned}$$

Отметим, что сечение трех указанных процессов (24.5 мб.) составляет лишь 2/3 от сечения квазикогерентного рассеяния (37.8 мб.), что указывает на существование других квазикогерентных процессов, идущих с заметной вероятностью. В частности, таким процессом может быть образование мезонных резонансов на ядре. Эта проблема требует более тщательного изучения.

Интересно сравнить две последних величины с сечениями аналогичных реакций на свободных нуклонах. Если в квазикогерентном взаимодействии $\sigma_3/\sigma_2 \approx 40\%$, то на свободных нуклонах это отношение $\ll 10\%$. Мы не можем дать в настоящее время объяснение этому факту, однако, отметим, что в ряде других недавно выполненных экспериментов (см., например, [31], [32]) наблюдалось усиление процесса образования системы двух π -мезонов при взаимодействии адронов с ядрами. Механизм этого усиления окончательно не установлен.

5.3.3. Ограничения на сечение возбуждения высокоэнергичных уровней

Как видно из рисунка 14, подобранная комбинация моделированных распределений не во всех областях переданной энергии одинаково хорошо описывает экспериментальное распределение.

Об одной из таких областей ($0.06 \text{ ГэВ} < \omega < 0.15 \text{ ГэВ}$), в которой, возможно, проявляется возбуждение высокоэнергичного уровня, было упомянуто в разделе 5.3.1. Ограниченность статистики не позволяет достоверно утверждать, что такие уровни существуют, можно лишь поставить ограничение на вероятность возбуждения уровня для каждой энергии возбуждения из наблюдаемого интервала. Верхняя граница этого процесса на 90 %-ном уровне достоверности определялась методом наименьших квадратов. К модельному распределению, показанному на рисунке сплошной линией, при 40 различных значениях переданной энергии с постоянным шагом добавлялось такое число событий, распределенных в соответствии с аппаратурной функцией, которое приводило к увеличению значения χ^2 на 1.64 по сравнению со значением, соответствующим отсутствию этих событий.

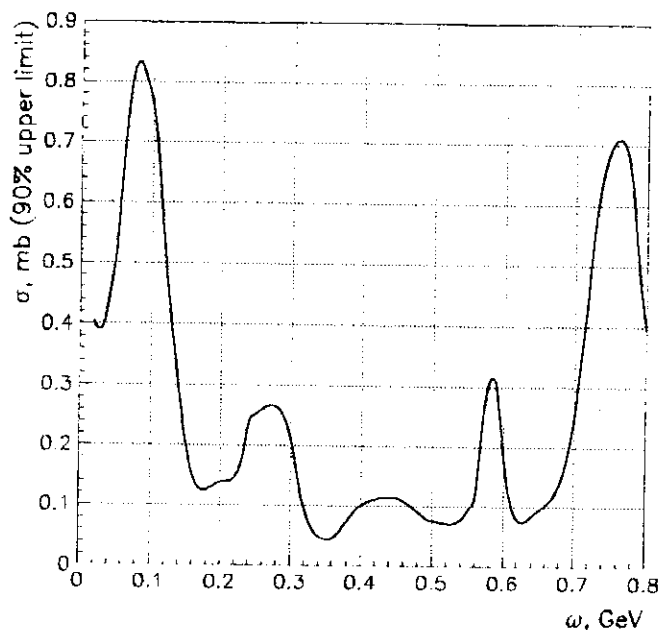


Рис. 15. Верхняя граница сечения возбуждения высокоэнергичных уровней в реакциях квазикогерентного взаимодействия протонов с энергией 1 ГэВ с ядрами ^{28}Si при различных энергиях возбуждения.

Результаты вычислений представлены на рис. 15. Верхняя граница сечения возбуждения уровня в районе 0.3–0.6 ГэВ составляет величину порядка 0.1–0.2 мб. В районе 0.1 ГэВ верхняя граница возрастает до 0.9 мб., отражая показанный на рисунке 12 кривой 3 процесс возбуждения высоколежащего уровня ядра ^{28}Si . Причина, которая приводит к увеличению верхней границы в районе 0.76 ГэВ, может быть установлена в результате дополнительного анализа. Одной из таких причин могло бы быть образование π -мезонных резонансов (ρ и ω) на ядре.

5.4. Другие кинематические переменные

Для более полной характеристики изучаемых квазикогерентных реакций на рис. 16 показаны распределения 1820 событий по 4 кинематическим переменным: а) по углу рассеяния протона в системе центра масс $p\text{-}^{28}\text{Si}$, б) по величине переданного импульса, в) по углу между направлением пучка и переданным импульсом в лабораторной системе координат и д) по квадрату переданного 4-х импульса.

Плавными линиями показаны результаты моделирования для трех

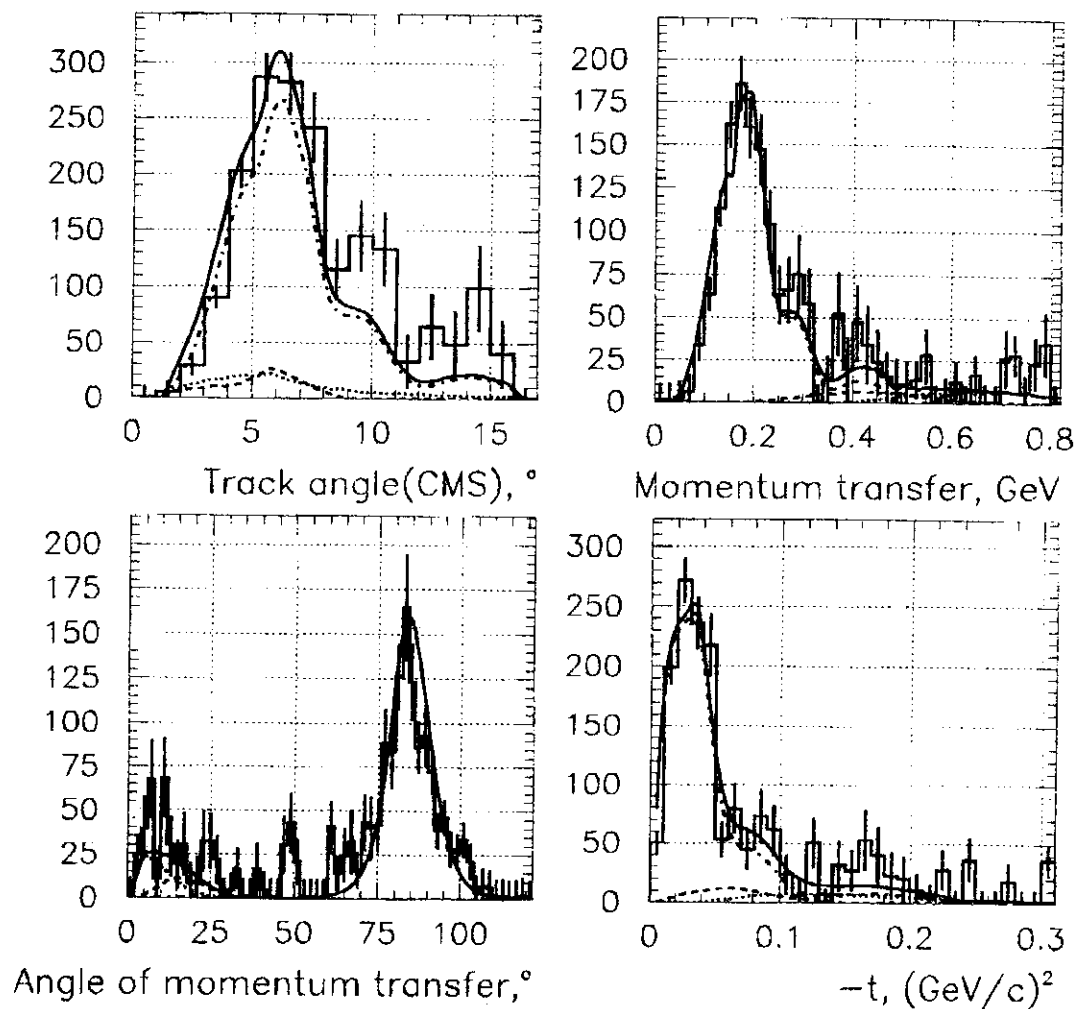


Рис. 16. Распределение событий по: а) углу рассеяния протона в системе центра масс, б) величине переданного импульса, в) углу между направлением пучка и переданным импульсом в лабораторной системе координат и д) квадрату переданного 4-х импульса. Плавными линиями показаны результаты моделирования для трех процессов: штрих-пунктиром – упругого взаимодействия; пунктиром – образования Δ -изобары; точками – рождение двух π -мезонов. Сплошной линией показана сумма трех распределений.

процессов, описанных выше: штрих-пунктирной линией – упругое взаимодействие, пунктирной – образование Δ -изобары, точками – образование двух π -мезонов. Сплошной линией показана сумма трех распределений. При моделировании процесса 1 в качестве углового распределения в системе центра масс использовалось параметризованное экспериментальное распределение для упругих событий.

Сравнение экспериментальных и моделированных распределений на рисунках 14 и 16, по-видимому, свидетельствует о возможности описания наблюдаемых квазикогерентных реакций с помощью рассмотренных трех процессов во всех областях кинематических переменных, разрешенных кинематическими законами.

6. Заключение

Перечислим основные результаты работы.

1. Впервые измерены сечения квазикогерентных реакций взаимодействия протонов с ядром ^{28}Si с регистрацией γ -перехода из первого возбужденного состояния в основное: полного, упругого и неупругого. Они оказались равными: $37.8^{+0.8}_{-1.5}$ (стат.) \pm 4.0 (сист.) мб, 14.2 ± 3 (стат.) \pm 1.5(сист.) мб и 23.6 ± 3.5 (стат.) \pm 3.0(сист.) мб, соответственно.

2. В предположении, что образование одиночных π -мезонов происходит через изобару $\Delta(1232)$ на внутриядерных нуклонах, а два π -мезона образуются в соответствии с инвариантным фазовым объемом, получены сечения этих процессов: 7.5 ± 3.0 (стат.) \pm 0.8(сист.) мб и $3. \pm 2.$ (стат.) \pm 0.3(сист.) мб. Причем, эти два процесса в сумме составляют лишь половину неупругого квазикогерентного сечения.

3. Измерены дифференциальные сечения квазикогерентных взаимодействий.

4. Установлена верхняя граница сечения возбуждения в ядре ^{28}Si долгоживущих высоковозбужденных уровней во всей области передаваемых протоном энергий.

Авторы выражают глубокую признательность персоналу ускорителя ИТЭФ за предоставленную возможность проведения эксперимента. Авторы благодарны Г.А. Лексину, В.Б.Гаврилову, А.И.Голутвину, М.Г.Щепкину за ряд полезных и критических замечаний.

Литература

- [1] Г.Д.Алхазов и др. Экспериментальные данные по упругому и неупругому рассеянию протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах. // Ленинград, Препринт ЛИЯФ, 1979, N531.
- [2] Г.Д.Алхазов и др. Рассеяние протонов с энергией 1 ГэВ на ядрах ^{28}Si , ^{32}S и ^{34}S . // Я.Ф., 1975, Т.22, Вып.5, С.902-910.
- [3] G.D.Alkharov et al. Elastic and inelastic scattering of 1.044 GeV protons by ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{44}Ca , ^{48}Ca and ^{48}Ti . // Nucl.Phys., 1976, V.A274, P.443
- [4] Г.Д.Алхазов, А.А.Воробьев. Исследование пространственного распределения нуклонов в ядрах методом упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 1 ГэВ. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр. / Редкол: Ахиезер А.И. (отв. ред.) и др., Киев, Наук. Думка, 1987, С.5-19.
- [5] Г.Д.Алхазов и др. Упругое рассеяние протонов с энергией 1 ГэВ и распределения материи в ядрах 1р-оболочки. // Я.Ф., 1985, Т.42, Вып.1(7), С.9-18.
- [6] Ph.Chomaz, N.Frascaria. Multiple phonon excitation in nuclei: experimental results and theoretical descriptions. // Phys.Rep., 1995, V.252
- [7] A.H.Wuosmaa et al. Evidence for Alpha-Particle Chain Configurations in ^{24}Mg . // Phys.Rev.Lett., 1992, V.68, P.1295-1298.
- [8] E.T.Mirgule et al. 6α -cluster resonance structures in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ system and their decay in α and ^8Be channels. // Phys.Rev.C, 1997, V.56, P.1943-1953.
- [9] M.Freer et al. $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ and $^{16}\text{O} + ^8\text{Be}$ decay of ^{24}Mg states excited in the $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{24}\text{Mg})\alpha$ reaction. // Phys.Rev.C, 1998, V.57, P.1277-1289.
- [10] В.А.Карманов. Рассеяние адронов высокой энергии на ядре ^{12}O в ядерной молекулярной модели. // Я.Ф., 1982, Т.35, Вып.4, С.848-861.
- [11] W.Bauhoff, H.Schultheis, R.Schultheis. Alpha cluster model and the spectrum of ^{16}O . // Phys.Rev.C, 1994, V.29, P.1046-1055.

- [12] И.В.Кирпичников, В.А.Кузнецов, А.С.Старостин. Измерение парциальных дифференциальных сечений реакции $^{16}\text{O}(\pi, \pi')^{16}\text{O}^*(3^-)$ при импульсе π^+ -мезонов 2.0 ГэВ/с. // М., Препринт ИТЭФ, 1981. N119.
- [13] И.В.Кирпичников, В.А.Кузнецов, А.С.Старостин. Возбуждение ядра $^{16}\text{O}(6.13 \text{ MeV})$ π^+ -мезонами с импульсом 2.0 ГэВ/с. // М., Препринт ИТЭФ, 1984, N94.
Я.Ф., 1984, Т.40, Вып.6(12), С.1377–1380.
- [14] И.В.Кирпичников, В.А.Кузнецов, А.С.Старостин. Возбуждение ядра $^{40}\text{Ca}(3.74 \text{ MeV})$ протонами с импульсом 5.0 ГэВ/с. // Я.Ф., 1985, Т.41, Вып.1, С.18–20.
- [15] Ascoli G., Chapin T.J., Cutler R. et al. Study of $\pi^-C \rightarrow (3\pi)^-C(4.44)$ at 6.0 GeV/c. // Phys.Rev.Lett., 1973, 31. N12, P.795–798.
Frabetti P.L., Albini E., Bettinazzi T. et al. Analysis of pion-carbon elastic semicoherent scattering at 40 GeV/c. // Milan, 1979, 7p. (preprint/Milan Institute of Physics: IFUM 231/AE).
- [16] В.Л.Коротких. Квазикогерентные процессы дифракционного рождения частиц с возбужденным уровнем ядер. // Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр. / Редкол: Ахиезер А.И. (отв. ред.) и др., Киев, Наук. Думка, 1987, С.210–224.
- [17] Ю.Д.Бажков и др. Исследование реакции $^{28}\text{Si}(p, px)^{28}\text{Si}^*$ при энергии 1.4 ГэВ в области малых переданных ядру энергий и переданных импульсов порядка p_f . // Ядерная физика, 1992, Т. 55, Вып.12, С. 3261
- [18] А.Н.Алексеев и др. Многопроволочные пропорциональные камеры для широкоапертурного спектрометра. // М., Препринт ИТЭФ, 1986, N193.
Труды международного симпозиума по координатным детекторам в физике высоких энергий Дубна 1988, С. 217.
- [19] Е.Т.Богданов и др. Электроника для приема и запоминания информации с больших многопроволочных пропорциональных камер. // М., Препринт ИТЭФ, 1986, N192.

- [20] Р.А. Меньшиков и др. Система считывания информации с много-
проволочных пропорциональных камер. // М., Препринт ИТЭФ,
1987, N 178.
- [21] Васенко А.А. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Материа-
лы 11 Международного семинара по точным измерениям в ядерной
спектроскопии 2–5 сент. 1996, Саров, С. 115.
- [22] R.M.Endt. Energy levels of $A=21-44$ nuclei (VII). // Nucl.Phys., 1990,
V.A521, P.1. (<http://www.nndc.bnl.gov/nndc/nndcnsdd.html>).
- [23] И.В.Кирпичников и др. Допплеровское уширение гамма-линии и
механизм возбуждения уровня $^{12}\text{C}(2^+, 4.43\text{МэВ})$. // М., Препринт
ИТЭФ, 1984, N96.
- [24] Э.В.Ланько, Г.С.Домбровская, Ю.К.Шубный. Вероятности элек-
тромагнитных переходов атомных ядер ($Z=1-30$). // Л., 1972. Изд-во
"Наука", С. 1–703.
- [25] Satoshi Chiba et al. Analysis of proton induced fragment production
cross sections by the quantum molecular dynamics plus statistical
decay model. // Phys.Rev.C, 1996, V.54, P.285
- [26] Koji Niita et al. Analysis of the (N, xN') reactions by quantum
molecular dynamics plus statistical decay model. // Phys.Rev.C, 1995,
V.52, P.2620–2635.
- [27] B.J.VerWest, R.A.Arndt. NN single pion production cross sections
below 1500 MeV. // Phys.Rev.C., 1982, V.25, P.1979–1985.
- [28] N.Bianchi et al. Absolute measurement of the total photoabsorption
cross section for carbon in the nucleon resonance region. // Phys.Lett.,
1993, V.309, P.5–9
- [29] L.A.Kondratyuk et al. Suppression of nucleon resonances in the total
photoabsorption on nuclei. // Nucl.Phys., 1994, V.A579, P.453–471.
- [30] N.Bianchi et al. Total hadronic photoabsorption cross section on nuclei
in the nucleon resonance region. // Phys.Rev.C, 1996, V.54,
P.1688–1699.
- [31] A.Gardestig, G.Falldt, C.Wilkin. Structure in two-pion production in
 $dd \rightarrow \alpha X$ reaction. // Phys.Rev.C, 1999, V.59, P.2609–2618.