

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

К.Ш.АГАБАБЯН, Ф.В.АДАМЯН, А.В.АЙРАПЕТЯН, Г.Г.АКОПЯН,
А.П.БЕЗВЕРХАЯ, Г.А.ВАРТАПЕТЯН, П.И.ГАЛУМШИ, В.О.ГРАБСКИЙ,
В.В.КАРАПЕТЯН, Г.В.КАРАПЕТЯН, М.С.КОРДОНСКИЙ, В.К.ОКТАНЕР

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОДИКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
РЕАКЦИИ ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ $\gamma d \rightarrow pn$ НА ЛУЧЕ
ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ ЕРФН

ЕРЕВАН-1985

© Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке
и технике (ЦНИИатоминформ) 1985г.

К.Ш.АГАБАБЯН, Ф.В.АДАМЯН, А.В.АЙРАПЕТЯН, Р.Г.АКОБЯН,
А.Н.БЕЗВЕРХАЯ, Г.А.ВАРТАПЕТЯН, П.И.ГАЛУМЯН, В.О.ГРАГОРИ
В.В.КАРАПЕТЯН, Г.В.КАРАПЕТЯН, М.С.КОРЮНСКИЙ, В.К.САТАРН

ОСНОВНЫЕ МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

ИЗВЕЩАНИЕ АКАДЕМИИ НАУК ССРСР

СЕРИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

ВВЕДЕНИЕ
1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ
2. МЕТОДЫ РАБОТЫ
3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ
4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ
5. СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ
6. ПРИЛОЖЕНИЕ
7. РЕЗЮМЕ

Ереванский физический институт

Ереван 1988

K.SH.AGABABIAN, F.V.ADAMIAN, A.V.HAIRAPETIAN, H.H.HAKOPIAN,
A.P.BEZVERKHAYA, H.H.VARTAPETIAN, P.I.GALUMIAN, V.H.GRABSKY,
V.V.KARAPETIAN, G.V.KARAPETIAN, M.S.KORDONSKY, V.K.OKTANIAN

EXPERIMENTAL METHOD FOR INVESTIGATING
THE PHOTODISINTEGRATION REACTION $\gamma d \rightarrow pn$
ON THE LINEARLY POLARIZED PHOTON BEAM OF YEREVAN SYNCHROTRON

The experimental method for measuring the beam asymmetry Σ of the photodisintegration reaction $\gamma d \rightarrow pn$ on the linearly polarized photons of the Yerevan synchrotron is described. The results of Monte-Carlo calculations, the calibration of apparatus, the procedure of measurements and processing of experimental data are reported.

Yerevan Physics Institute
Yerevan 1985

Введение

Повышенный интерес, проявляемый в последние годы к исследованиям реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$, связан с проблемой обнаружения дибарионных резонансов, указание на существование которых впервые было получено в измерениях поляризации протона в реакции $\gamma d \rightarrow pn$ [1]. Результаты работы [1] стимулировали развертывание многочисленных программ по поиску дибарионных резонансов в различных процессах на протонных, мезонных и фотонных пучках. С 1980 г. в БрФИ были начаты исследования реакции $\gamma d \rightarrow pn$ на линейно-поляризованном пучке фотонов. С этой целью предварительно были выполнены методические работы по улучшению светосильности и характеристик базовой аппаратуры, используемой для исследования процессов одиночного фоторождения π -мезонов на нуклонах, что позволило провести измерения угловой и энергетической зависимости асимметрии сечения Σ в кинематической области энергий 0,4 - 0,8 ГэВ и углов в СЦМ $\Theta_p^* = 45 - 95^\circ$, где ожидается возбуждение дибарионных резонансов.

В настоящей работе представлена экспериментальная методика

по исследованию реакции $\gamma d \rightarrow pn$ на линейно-поляризованном фотонном пучке: описаны экспериментальная установка, алгоритм расчетов эксперимента методом Монте-Карло, калибровка аппаратуры, процедура измерений и обработки экспериментальных данных.

В качестве иллюстрации корректности используемой методики проводится сравнение полученных данных по дифференциальным сечениям $d\sigma/d\Omega$ с имеющимися в литературе

Экспериментальная установка

I. Пучок поляризованных γ - квантов

Эксперимент проводился на линейно-поляризованном квазимонохроматическом фотонном пучке синхротрона ЕрФИ. Схема и расположение экспериментального оборудования показаны на рис. I. Фотонный пучок генерировался в процессе когерентного тормозного излучения (КТИ) электронов на внутренней монокристаллической алмазной мишени (D) [2]. Формирование фотонного пучка осуществлялось системой коллиматоров (K_1, K_2) и очищающих магнитов (SM1, SM2). Размеры пучка вблизи жидкодейтериевой мишени (LD₂) составляли примерно 10 x 10 мм. Трассировка пучка от алмазной мишени вплоть до квантометра осуществлялась по вакуумопроводу с небольшими воздушными промежутками. Мониторинг фотонного пучка производился квантометром Вильсона (Q) и быстрым монитором (M), представляющим телескоп сцинтилляционных счетчиков, регистрирующих заряженные частицы из конвертора (C₂).

Энергия электронов синхротрона E_e устанавливалась в соответствии с условием $E_\gamma^{пик} / E_e \approx 0,2 - 0,3$, где $E_\gamma^{пик}$ - значение энергии в когерентном максимуме квазимонохроматического тормоз-

ного спектра, при этом обеспечивалось 50 - 70 % поляризации фотонов P_γ в области захвата экспериментальной аппаратуры

Средняя интенсивность фотонного пучка составляла $\sim 10^9$ эфф. квантов/с. при скважности $\sim 5\%$.

2. 9-канальный парный спектрометр PS-9

Измерение и контроль энергетического спектра фотонов осуществлялись с помощью 9-канального парного спектрометра (PS-9), состоящего из анализирующего магнита (PSM) типа СП-57,6 телескопов сцинтилляционных счетчиков (SB I - SB3, и SF I - 3, SB) для регистрации e^+ , e^- - пар и набора сменных конверторов (C_i) толщиной 10^{-4} - 10^{-5} радиационных длин. Различные (3 x 3) комбинации совпадений между e^+ и e^- телескопами позволяли измерять фотонный спектр одновременно для 9 значений энергии фотонов в области $\Delta E_\gamma = \pm 0,15 \bar{E}_\gamma$, где \bar{E}_γ - значение средней энергии парного спектрометра.

Размеры счетчиков телескопов парного спектрометра приведены в табл. I. Ширины передних счетчиков (SF I - 3, BF I - 3), определяющие импульсный захват для e^+ и e^- плеч выбирались таким образом, чтобы энергетическое разрешение $\sigma(E_\gamma)/E_\gamma$ составляло примерно 1%, при этом выбор их координат обеспечивал равномерный шаг $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 0,03$ измерения энергетического спектра. При определении размеров задних счетчиков (BBI - 3, SB) учитывались размеры фотонного пучка, углы рождения e^+e^- - пары, а также многократное рассеяние частиц в конверторе и передних счетчиков телескопов.

В конструкции счетчиков использованы световоды из оргстекла и фотоумножители ФЭУ-87 с воздушным оптическим контактом между ФЭУ и световодом. Механическая конструкция счетчиков обеспечи-

вала возможность их юстировки с точностью 1 мм.

Для определения характеристик парного спектрометра, таких как энергетическое разрешение, эффективность регистрации фотонов были проведены расчеты методом Монте-Карло. Программа моделирования включала:

- розыгрыш тормозного спектра фотонов: равномерного, Бете-Гайтлеровского или КИ;

- розыгрыш кинематики рождения $e^+ e^-$ - пары. При этом угловое распределение e^+, e^- выбиралось гауссовым ($G(\theta) \sim \frac{m}{E}$), а импульсное распределение определялось в соответствии с результатами работы [3];

- трассировку e^+, e^- в отклоняющем магните в линейном приближении с учетом угловой расходимости и реальных размеров тунки, а также многократного рассеяния частиц по Мольеру [3] в конверторе C_1 , на выходе вакуумной камеры парного спектрометра и в передних регистрирующих счетчиках.

Результаты расчетов показали, что энергетическое разрешение отдельных каналов парного спектрометра составляет $\sim \pm 1,1-1,2\%$ в области энергии выше 0,5 ГэВ. Эффективность регистрации парного спектрометра практически постоянна в области энергии $E_\gamma > 0,7$ ГэВ. Расчетная кривая эффективности для одного канала показана на рис.2.

Относительные эффективности каналов парного спектрометра определялись и контролировались в измерениях с аморфной мишенью с учетом гладкого поведения Бете-Гайтлеровского спектра. Полученные значения эффективностей были близки к расчетным.

Автоматизация парного спектрометра PS-9 была осуществлена на базе аппаратуры КАМАК и ЭВМ Э-60 [4] и включала выполнение следующих функций:

контроль и управление работой аппаратуры в режиме
СВ-СВ, с дисперсностью условий ослепления $\Delta E_{\text{сл}} = 0,1 \text{ MeV}$
в интервале энергии $E_{\gamma} = 0,1 - 1,5 \text{ MeV}$.

- набор статистики, экспресс-обработка данных, отображение информации на графическом дисплее.

Энергетический спектр фотонов определяется по числу совпадений e^+e^- - пар в соответствии с формулой:

$$E_{\gamma} \frac{dn}{dE_{\gamma}} \Big|_E \sim \frac{N_{\text{сл}}^{\text{уст}} - N_{\text{сл}}^{\text{сл}}}{E E_{\text{сл}}} \frac{N_{\text{сл}}}{M_{\text{сл}}}$$

где $N_{\text{сл}}^{\text{уст}}$, $N_{\text{сл}}^{\text{сл}}$ - числа совпадений в "исключенном" и "слепом" каналах; $\epsilon_{\text{СВ}}^{\text{СВ}}$, $\epsilon_{\text{СВ}}^{\text{СВ}}$ - относительная эффективность канала СВ-СВ; $\Delta t_{\text{сл}}^{\text{сл}}$ - длительность интервала временных воронок.

Исследования по регистрации спектров КЭЧ при $E_{\text{пуч}} = 0,1 - 1,5 \text{ MeV}$ проводились в течение 1977 г. в основном в области возникновения $\{0\}$ и $\{1\}$ уровней энергии.

3. Эксплуатационная мишень КЭЧ

Эксплуатационно жидкая мишень увеличивающаяся жидкокристаллическая мишень (ЖКМ) [6], рассчитанная для охижения H_2 и D_2 в толом конденсации в паре жидкого ^4He . Облучаемый аппендикс мишени представлял собой цилиндр, с осью вдоль пучка, размерами $\phi 50 \times 100 \text{ мм}$, изготовленный из нержавеющей стали толщиной 50 мкм. Внешний вакуумный кожух мишени с лавсановыми окнами, толщиной 100 мкм, обеспечивал свободный от конструктивов угловой аксептанс, необходимый для регистрации частиц - продуктов реакции в измеряемой кинематической области углов.

Условия эксплуатации ЖКМ обеспечивали стабильную плотность жидкого H_2 и D_2 в мишени в пределах $\pm 0,2\%$.

Регистрация протонов из реакции $\gamma d \rightarrow pn$ осуществлялась магнитным спектрометром MS, состоящим из дублета линз (L_1, L_2) типа МЛ-16, отклоняющего магнита (BM) типа СП-12 и телескопа сцинтилляционных счетчиков $S_1 - S_5$ [7].

Вследствие сравнительно небольших сечений процесса $\gamma d \rightarrow pn$, убывающих с энергией до $\sim 0,2$ мкб/ср при $E_\gamma = 800$ МэВ, возникла необходимость увеличения светосильности магнитного спектрометра. С этой целью были проведены расчеты методом Монте-Карло, позволившие выбрать оптимальную конфигурацию MS. Оптимизация MS включала выбор конфигурации квадрупольных линз и анализирующего магнита, определение размеров триггерных счетчиков $S_1 - S_5$. Параметры MS, в том числе угловой и импульсный аксептансы и импульсное и угловое разрешения определялись с учетом размеров мишени и эффектов многократного рассеяния и ионизационных потерь частиц в MS.

Расчетные параметры спектрометра в "старой" и "новой" конфигурации приведены в табл.2.

Разделение протонов от π^- -мезонов в MS осуществлялось с помощью время-пролетного анализа между счетчиками S_1 и S_4 с использованием метода компенсации [8]. Зависимость времени пролета от импульса частиц в MS показана на рис.4. Заптрихованная область на рисунке соответствует реальной разрешающей способности время-пролетного анализа, составляющей $\sim \pm 1$ нс. Как видно из рисунка, время-пролетная идентификация частиц является эффективной вплоть до импульса 1,8 ГэВ/с.

Калибровка осевой траектории анализирующего магнита СП-12 была осуществлена методом нити [9].

5. Многомодульный время-пролетный спектрометр нейтронов

Для регистрации нейтронов в совпадении с протонами использовался 12-модульный время-пролетный спектрометр (рис. 5). Спектрометр нейтронов состоял из 12 сцинтилляционных счетчиков (с размерами радиаторов 23x23x30 см), собранных в виде матрицы 3x4 [10] и годоскопа из 4 счетчиков антисовпадений размерами 74x24x2 см. Свинцовый конвертор толщиной 1 см, установленный перед счетчиками антисовпадений, позволял уменьшить фон γ -квантов, при этом вероятность поглощения нейтронов в свинцовом конверторе и счетчиках антисовпадений была оценена по данным работы [11] и не превышала 1%.

Порог регистрации нейтронных счетчиков, установленный по пикку ионизации π -мезонов космики, составлял ~ 10 МэВ (эквивалент энергии электрона). Соответствующая кривая эффективности в диапазоне энергий нейтронов 100-300 МэВ была получена с помощью программы "NETRON" [12] и показана на рис. 6. Видно из рисунка, эффективность регистрации нейтронов в данной области энергий составляет примерно 25-30%. При этом относительное значение разности расчетных и экспериментальных величин эффективности в области энергии выше 100 МэВ не превышает 10% [12].

6. Тракт случайных совпадений

Для выделения фона случайных совпадений между MS и NS нами использована схема [13], основанная на применении дополнительного детектора (R) и второй мишени. Практическое отсутствие генетической связи между событиями, регистрируемыми R и MS от разных мишеней позволяет использовать R как источник ре-

перных сигналов для временного анализа случайных совпадений между R и NS. При этом число случайных совпадений N_1 между MS и NS определяется по числу случайных совпадений N_2 между R и NS как:

$$N_1 = N_2 \cdot N_{MS} / N_R,$$

где N_{MS} и N_R счета магнитного спектрометра и детектора R. В отличие от традиционного метода задержанных совпадений, данная методика нечувствительна к временной структуре пучка.

Для реализации данной схемы выделение случайных совпадений использован мониторный тракт (рис.1), к которому добавлен ливневой счетчик S_C , регистрирующий вторичные электроны из конвертора C_2 в совпадении с телескопом $M_1 - M_3$.

В процессе настройки детектора R, с целью организации временного анализа в истинном (MS - NS) и случайном (R - NS) каналах, проводилось выравнивание задержек счетчиков $S_C(R)$ и $S_1(MS)$ с учетом пространственного расположения соответствующих мишеней и счетчиков, что осуществлялось с помощью вспомогательного счетчика. При этом в каждой кинематической точке, перед началом измерений, выбором порога дискриминатора S_C устанавливалась скорость счета $N_R \approx N_{MS}$ для обеспечения одинаковых загрузок в истинном и случайном каналах совпадений.

Экспериментальная методика, процедура измерений
и обработка данных

I. Расчет эксперимента методом Монте-Карло

Экспериментальная методика была основана на регистрации в совпадении протона и нейтрона из реакции $\gamma d \rightarrow pn$, соответ-

ственно в магнитном и нейтронном время-пролетном спектрометрах.

С целью определения энергетического и углового разрешения экспериментальной аппаратуры, кинематических параметров нейтронного плеча, а также ожидаемого выхода исследуемой реакции, было осуществлено моделирование процесса $\gamma d \rightarrow pn$ методом Монте-Карло. Программа расчета включала моделирование реального фотонного спектра, кинематики реакции $\gamma d \rightarrow pn$ с учетом хода дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ и процесса регистрации протонов в магнитном спектрометре.

Расчеты показали, что энергетическое разрешение $\sigma(E_\gamma)/E_\gamma$ составляет $4 - 6\%$, а угловое $\sigma(\theta_p) \sim 1^\circ$. Результаты расчетов для кинематических параметров реакции $\gamma d \rightarrow pn$ иллюстрируются на рис. 1.

Используемая методика не исключала возможности регистрации событий от ложных процессов, обусловленных высокоэнергетиче-
ско-частотными шумами канала пел.

Квазисвободное состояние πNN резонансов на нуклоновом уровне.

$\gamma d \rightarrow \pi NN$, $\gamma d \rightarrow \pi NN$ для γd - резонанс спектров

процессов следуют из малости сечения $\gamma d \rightarrow \pi NN$

$\rightarrow \pi NN$ и т.д., в которых участвуют спектейторных нуклонов

Что касается процессов квазисвободного типа, то их вклад является небольшим из-за малости высокоимпульсной компоненты волновой функции дейтрона ($\int |\Psi|^2 dP < 2 \cdot 10^{-2}$ при $P \geq 0,4$ ГэВ/с)

Расчеты, проведенные методом Монте-Карло с учетом импульсного распределения нуклонов в D_2 [14], и дифференциальных сечений соответствующих процессов, показали, что вероятность регистрации событий квазисвободных процессов не превышает 0,3%.

Вклад процессов $\gamma d \rightarrow \pi NN$ и $\gamma d \rightarrow \pi NN$ был рассчитан с использованием стандартной программы FOWL [15], на основе

розыгрыша кинематических параметров частиц по фазовому объему соответствующих реакций. На рис. 8 показаны распределения событий из реакций $\gamma d \rightarrow pn$ и $\gamma d \rightarrow \pi^0 pn$ по энергии фотона E_γ при кинематике двухчастичной реакции $E_\gamma = 600$ МэВ и $\theta_p^* = 45^\circ$ без использования возможностей время-пролетного разделения. Там же даны веса событий трех- и четырехчастичных процессов относительно выхода двухчастичной реакции $\gamma d \rightarrow pn - 5 \cdot 10^{-3}$ и $2 \cdot 10^{-3}$, соответственно. Эти результаты получены в расчете на равенство сечений двух-, трех- и четырехчастичной реакции. На рис. 9 показаны время-пролетные распределения соответствующих процессов. Как видно из рисунка, время-пролетные спектры фоновых процессов характеризуются значительной шириной и сдвинуты относительно пика двухчастичной реакции, что создает возможности её выделения.

3. Калибровка аппаратуры под лучком

Калибровочные измерения проводились с помощью реакции рождения π^+ и π^0 - мезонов на жидководородной мишени (ЖВМ).

Основная цель калибровочных измерений заключалась:

- в абсолютной градуировке время-пролетного тракта нейтронного спектрометра;
- в определении временного разрешения нейтронного спектрометра в рабочем диапазоне энергии 150 - 400 МэВ;
- в определении эффектов перерассеяния нейтронов в нейтронном спектрометре (NS).

Градуировка время-пролетного тракта нейтронного спектрометра проводилась с помощью реакции $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$. Протоны регистрировались магнитным спектрометром, а γ - кванты от распада π^0 -

- мезонов нейтронным спектрометром. Пик, соответствующий χ -
- квантам, наблюдаемый во время-пролетном спектре, позволял ус-
тановить позицию частиц с $\beta = 1$ на временной шкале (см. рис. 10).

Определение временного разрешения NS и эффектов перерас-
сеяния нейтронов было осуществлено с помощью реакции $\chi p \rightarrow \pi^+ n$.
 π^+ - мезоны регистрировались в MS, а квазимоноэнергетические
нейтроны в нейтронном спектрометре NS, аналогично работе [16].

Суммарный вклад эффектов перерасеяния нейтронов, влияющих
на рассеяние в мишени LD_2 в свинцовом (Pb) конверторе,
счетчиках антинейтронами и в самих нейтронных счетчиках опреде-
лялся на основе компьютерных координатных распределений
нейтронов и лучевой методик Монте-Карло. Эффект перерасеяния
нейтронов определялся как вероятность образования счетчиков,
лежащих вне кинематической области регистрации двухчастичного
вектора $(\vec{p}_1 + \vec{p}_2)$.

Результаты измерения бета-функции временного разрешения
 $\Delta t = \Delta t_{\text{NS}} + \Delta t_{\text{MS}}$ в диапазоне энергий нейтронов 150 - 400 MeV
включая суммарный эффект перерасеяния имеют следующий вид
 $\Delta t = 250$ в диапазоне энергий нейтронов 150 - 400 MeV.

3. Экспериментальная процедура и обработка данных

Экспериментальная процедура заключалась в определении входов
реакции $\chi d \rightarrow pn$ при соответствующих ориентациях вектора по-
ляризации фотонов, перпендикулярно и параллельно плоскости ре-
акции. Выбор соответствующих параметров линейно-поляризованного
фотонного пучка осуществлялся с помощью гониометрического ус-
тройства мишени [17] и парного спектрометра PS-9.

Набор статистики осуществлялся после предварительного изме-

рения полного энергетического спектра фотонного пучка, сканированием средней энергии PS-9 по измеряемой области энергий. Режим сканирования задавался и управлялся с помощью ЭВМ, что обеспечивало равномерный шаг измерения энергии в логарифмической шкале ($\delta E_\gamma / E_\gamma = \text{const.}$) при минимальном количестве точек сканирования.

В режиме набора статистики измерялся и контролировался спектр фотонов в энергетической области захвата экспериментальной установки (см.рис.II).

Для каждой кинематической точки набор статистики проводился с периодическим чередованием направления вектора поляризации фотонов, что позволяло контролировать стабильность работы аппаратуры в целом.

Выделение событий, обусловленных процессом $\gamma d \rightarrow pn$, осуществлялось по характерному пику во время-пролетном спектре нейтронов. На рис.I2 показаны время-пролетные спектры нейтронов для случаев кинематики реакции $E_\gamma = 800$ МэВ и $\theta_p^* = 45, 65, 95^\circ$. При данной энергии фотонов дифференциальное сечение процесса является наименьшим в исследуемой области энергии $E_\gamma = 400 - 800$ МэВ, поэтому иллюстрируемые на рис.I3 время-пролетные спектры нейтронов соответствуют наихудшим фоновым условиям. Как видно из рисунка, время-пролетные спектры характеризуются пиком ультрарелятивистских частиц из фоновых процессов и пиком квазимонохроматических нейтронов из исследуемой реакции. Наблюденный фон во время-пролетных спектрах, как отмечалось, обусловлен случайными совпадениями и многочастичными процессами от высокоэнергетической части тормозного спектра. Уровень фона в области пика исследуемой реакции не превышал 10% и в основном был обусловлен случайными совпадениями (см.рис.I2). Вклад

многочастичных процессов в общую величину фона во время-пролетных спектрах не превышал 30% и в области под пиком его вклад был соответственно меньше 10%.

Качество вычитания фона иллюстрируется на рис. 10, где показано распределение нейтронов по столбам NS совместно с результатами Монте-Карло-расчетов, с которыми экспериментальные данные хорошо согласуются. Вклад фона от аппендикса и других конструктивов мишени определялся в измерениях с пустой мишенью и не превышал 1%.

Асимметрия сечений Σ определялась по формуле:

$$\Sigma = \frac{N_{\perp} - KN_{\parallel}}{P_{\parallel}N_{\perp} + P_{\perp}KN_{\parallel}},$$

где N_{\perp} и N_{\parallel} - экспериментальные выходы реакции, приведенные к одинаковым эффективным числам γ - квантов по квантовому

α , в случае соответствующих ориентаций вектора поляризации фотонов перпендикулярно и параллельно плоскости реакции P_{\perp} и P_{\parallel} соответствующие величины эффективной поляризации. Величины эффективной поляризации P_{\perp} и P_{\parallel} определялись на основе данных значений поляризации с помощью программы моделирования [5]. Параметр K , характеризующий неадекватность энергетических спектров в случае разных ориентаций вектора поляризации фотонов, определяется как:

$$K = N_{\gamma}^{\perp} / N_{\gamma}^{\parallel},$$

где N_{γ}^{\perp} и N_{γ}^{\parallel} - эффективные числа фотонов с учетом энергетического захвата экспериментальной аппаратуры при соответствующих ориентациях вектора поляризации. Значения K определялись на основе расчетного энергетического захвата аппаратуры и отношения выходов парного спектрометра $\left(E_{\gamma} \frac{dn}{dE_{\gamma}}\right)_{\perp} / \left(E_{\gamma} \frac{dn}{dE_{\gamma}}\right)_{\parallel}$, опреде-

ненных в течение набора статистики.

Ошибка в величине асимметрии сечения Σ определялась по формуле:

$$\sigma(\Sigma) = \frac{1}{P_{\gamma}} \sqrt{P_{\gamma}^2 \Sigma^2 \sigma^2(P_{\gamma}) + \frac{4K^2}{(K_0+K)^4} (\sigma^2(K_0) + K_0^2 \sigma^2(K))},$$

где

$$K_0 = \frac{N_{\perp}}{N_{\parallel}}, \quad \sigma(K_0) = \sqrt{\sigma^2(N_{\perp}) + K_0^2 \sigma^2(N_{\parallel})}, \quad P_{\gamma} = P_{\perp} \approx P_{\parallel}$$

$\sigma(N_{\perp})$ и $\sigma(N_{\parallel})$ - статистические ошибки определения экспериментальных выходов, N_{\perp} и N_{\parallel} - соответственно составляли $\sim 4 - 6\%$, $\sigma(K)$ - относительная ошибка определения величины K , обусловленная уровнем статистики Монте-Карло расчетов, составляла $\sim 1\%$.

$\sigma(P_{\gamma})$ - относительная ошибка в величинах поляризации фотонов P_{\perp} и P_{\parallel} составляла примерно $\sim 10\%$ [5].

На основе экспериментальных выходов реакции N_{\perp} и N_{\parallel} вычислены дифференциальные сечения процесса по формуле:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2N_d \Theta_f} \left[\frac{N_{\perp}}{N_{\gamma}^{\perp}} + \frac{N_{\parallel}}{N_{\gamma}^{\parallel}} \right],$$

где N_d - число атомов дейтерия на см^2 в КДМ, Θ_f - полная эффективность экспериментальной установки, полученная на основе расчетов методом Монте-Карло. Учитывались только статистические ошибки в значениях $d\sigma/d\Omega$. Возможные систематические ошибки, связанные с определением величины N_d , Θ_f и N_{γ} , оценивались на основе данных по выходам реакции $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ и результатов соответствующих Монте-Карло-расчетов и составляла $\sim 10 - 15\%$.

на рис.14 полученные данные по $d\sigma/d\Omega$ сравниваются с результатами работ других лабораторий [17-20]. Удовлетворительное согласие данных свидетельствует о корректности используемой экспериментальной методики.

В заключение следует отметить, что представленная экспериментальная методика позволила получить значительный объем данных по асимметрии сечения Σ реакции $\gamma d \rightarrow pn$ в области $E_\gamma = 400 - 800$ МэВ. Данные по Σ иллюстрируются на рис.15.

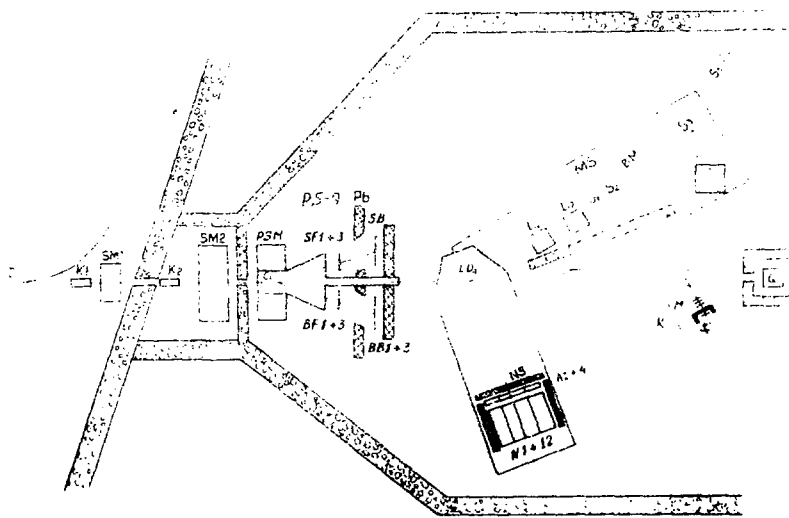


Рис. I

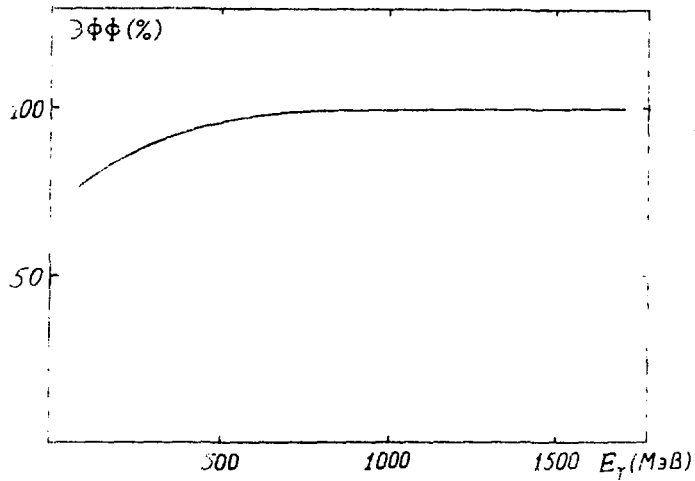


Рис. 2

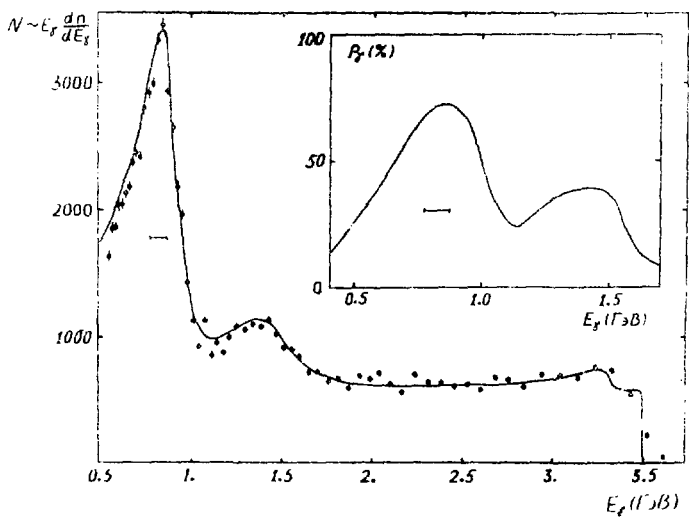


Рис. 3

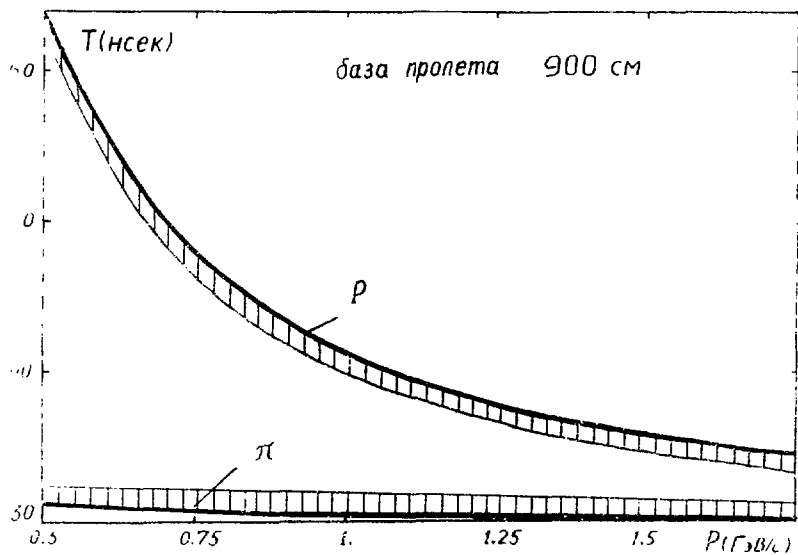


Рис. 4

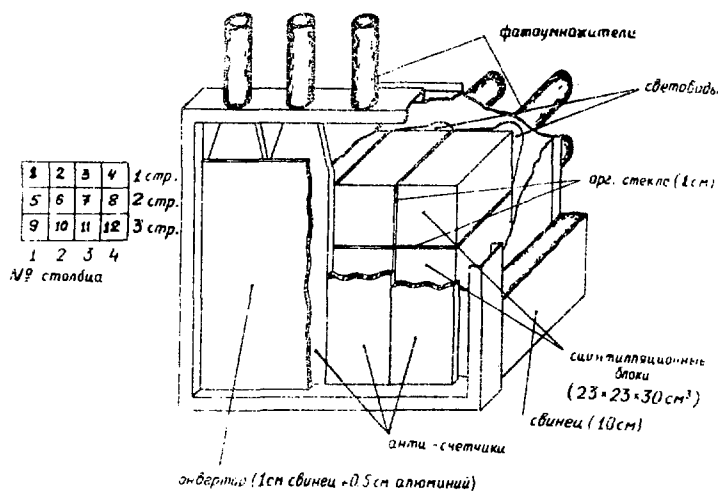


Рис. 5

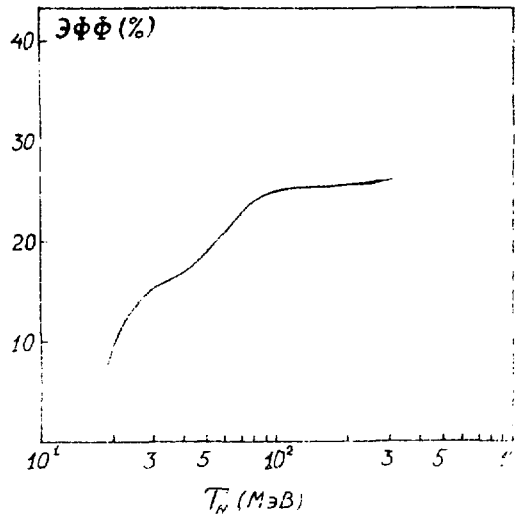


Рис. 6

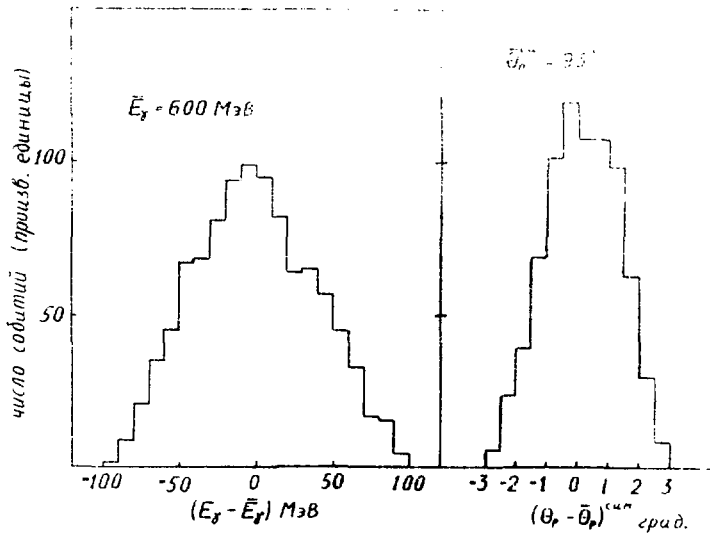


Рис. 7

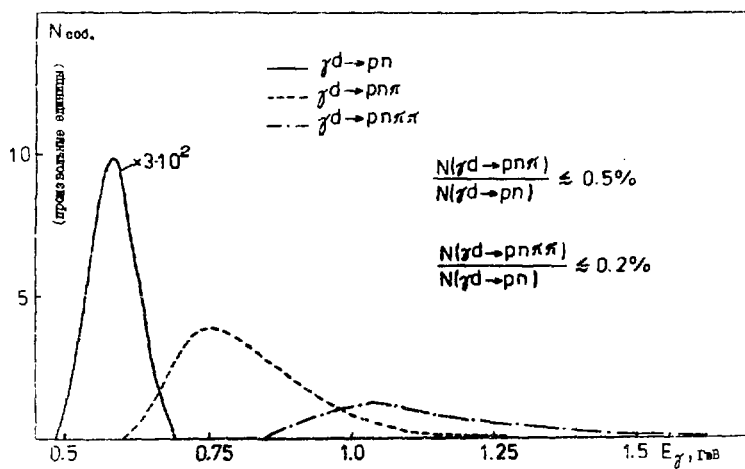


Рис. 8

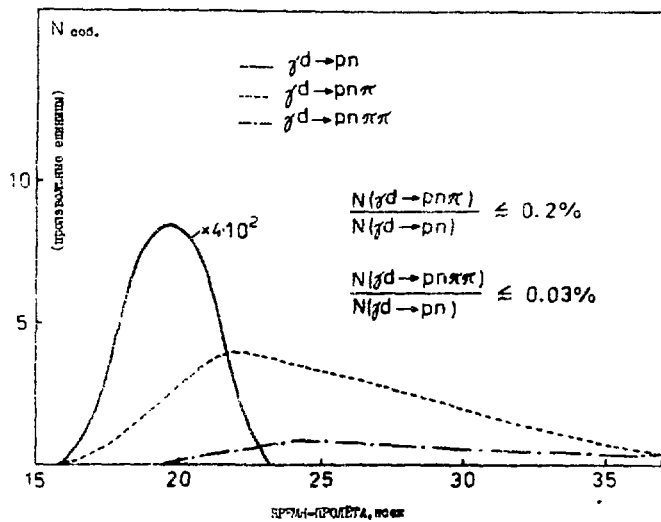


Рис. 9

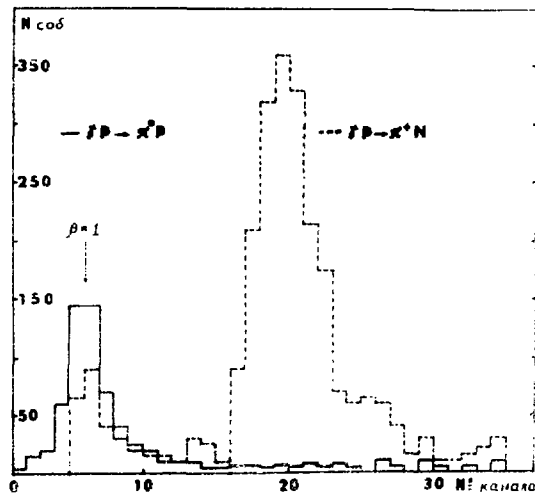


Рис. 1

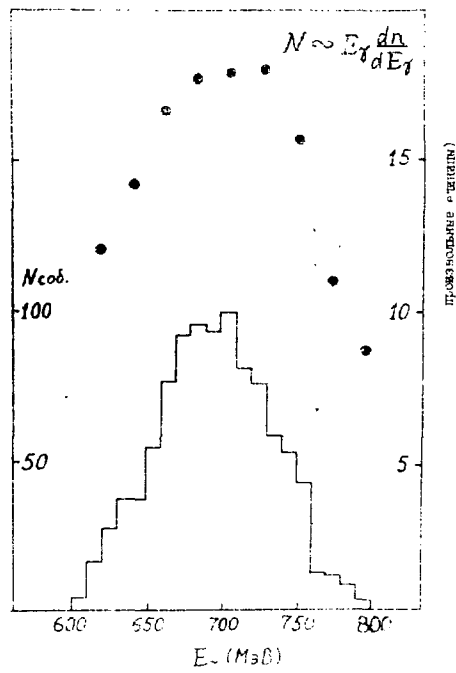


Рис. 11

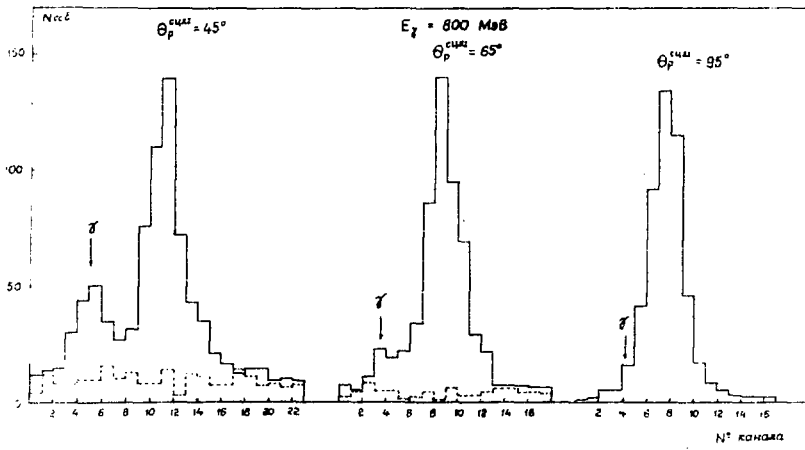


Рис. I2

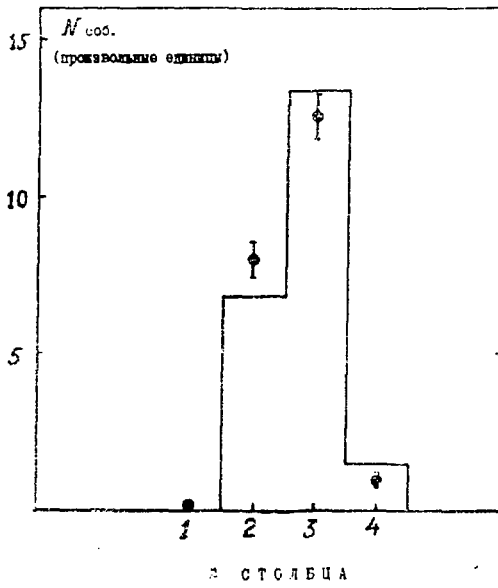


Рис. I3

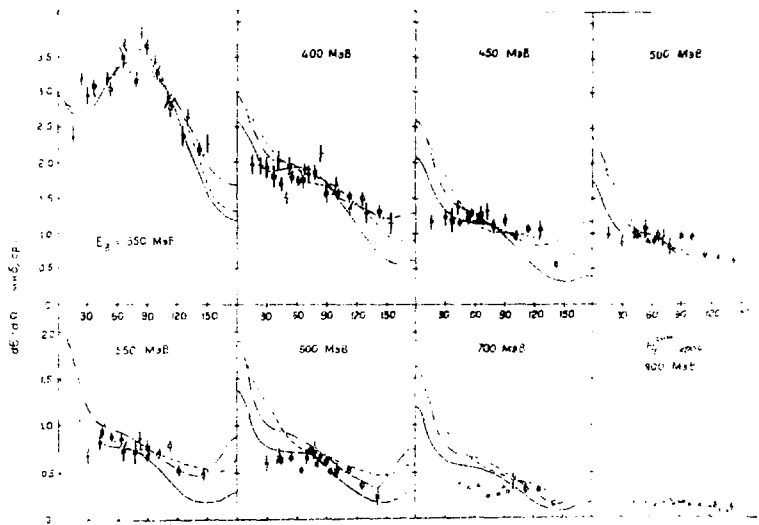


Рис. 14

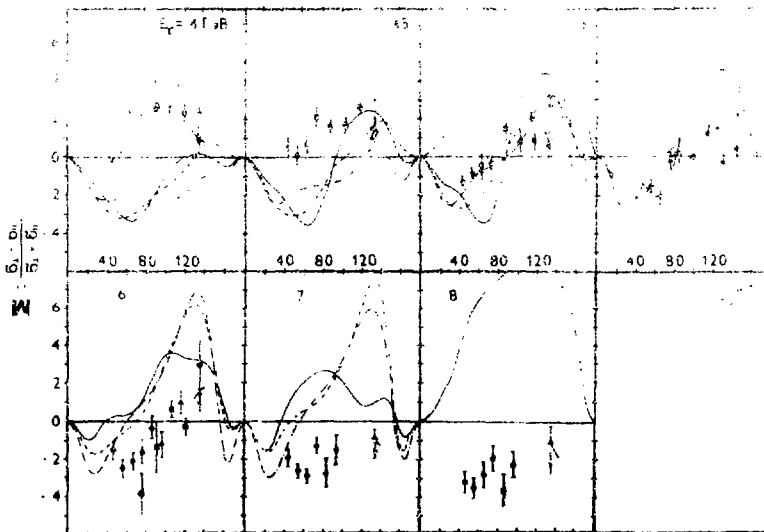


Рис. 15

Таблица 1

Счетчики / Размеры	F51	F52	F53	F61	F62	F63	B61	B62	B63	SB
Ширина (мм)	21	23,5	26,6	20	23,5	29	60	65	70	130
Толщина (мм)	5						10			
Высота (мм)	150									

Таблица 2

Спектрометры / Характеристики	"старый"	"новый"
Ω (ср)	$1,4 \times 10^{-3}$	$3,5 \times 10^{-3}$
β (мр)	± 9	± 13
α (мр)	± 40	± 66
$\delta(P)/P(S_4)$ (%)	$\pm 5,5$	$\pm 4,5 - 5,1$
$\delta(P)/P(S_5)$ (%)	$\pm 2,5$	$\pm 2,7 - 3,0$

Рис.1 Экспериментальная установка: D - алмазная мишень, K - коллиматоры, SM - очищающие магниты, PS -9 - парный спектрометр, BF I - 3, BB I - 3, SF I - 3, SB - - сцинтилляционные счетчики телескопов парного спектрометра, Pb - свинцовая защита, LD₂ - жидкодейтериевая (водородная) мишень, MS - магнитный спектрометр, NS - нейтронный время-пролетный спектрометр, C - конверторы, M - быстрый монитор, S_c - жидневый счетчик G - квантометр

Рис.2 Зависимость эффективности канала PS -9 от энергии фотона.

Рис.3 Спектр фотонов и расчетная величина поляризации при $E_{\gamma} = 800$ МэВ. Отрезком выделены фотоны, идущие на экспериментальной аппаратуре при угле регистрации $\theta = 90^{\circ}$ и высоте

Рис.4 Зависимости времени пролета протонов в 9 - канальном магнитном спектрометре от импульса частиц.

Рис.5 Схематический вид нейтронного время-пролетного спектрометра.

Рис.6 Зависимость эффективности регистрации нейтронного время-пролетного спектрометра от кинетической энергии нейтрона при пороге регистрации ~ 10 МэВ

Рис.7 Характерные гистограммы для захватов аппаратуры по E_{γ} и θ_p^* , полученные из расчетов методом Монте-Карло

Рис.8 Зависимость захвата аппаратуры от энергии фотона (см.в тексте).

Рис.9 Распределение по времени пролета нейтронов из реакции $\gamma d \rightarrow pn$ и $\gamma d \rightarrow pn \pi^0$ (см.в тексте).

Рис.10 Время-пролетный спектр нейтронов из реакции $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ (пунктирная линия) и γ - квантов из реакции $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ (сплошная линия). Ширина канала $\sim 0,6$ нс.

Рис.11 Накопленный спектр фотонов в области пика КТМ (точки) и энергетический захват экспериментальной установки (гистограмма).

Рис.12 Время-пролетные спектры нейтронов из реакции $\gamma d \rightarrow pn$ в "истинном" канале (сплошная гистограмма) и в "случайном" канале (пунктирная гистограмма).

Рис.13. Распределение нейтронов из реакции $\gamma d \rightarrow pn$ по статистике NS. Точки - эксперимент, гистограмма - результаты расчетов методом Монте-Карло.

Рис.14. Угловая зависимость дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ реакции $\gamma d \rightarrow pn$. Точки: Δ - Стенфорд [17], \square - Бонн [18], ∇ - Кио [19], \dagger - Бонн [20], \circ - настоящие эксперимент. Кривые - результаты расчетов: сплошная - работа [24], пунктирная и штрихпунктирная - работа [25].

Рис.15 Угловая зависимость асимметрии сечения Σ реакции $\gamma d \rightarrow pn$ при энергии фотона в лабораторной системе $E_\gamma = 0,4 - 0,8$ ГэВ. Точки: \circ - расклин [23], \times, Δ - Бонн [22], \blacksquare - Харьков [21], \bullet - настоящая работа. Кривые -

результаты расчетов: штрих-пунктирная - Огава и др. [24], точечная - Унеке [26], пунктирная и сплошная - работа Икада и др. [25].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kamae T., Arai I., Ikeda H. et al. Measurement of the proton polarization in deuteron photodisintegration at photon energies between 350 and 700 MeV. Nucl.Phys. 1978, vol. B139, p.394-412.
2. Авакян Р.О., Армаганян А.А., Арутюнян Л.Г. и др. Получение фотонных пучков со взаимно перпендикулярными векторами поляризации одинаковой интенсивности и с одинаковой степенью поляризации. Известия АН Арм.ССР, Физика, 1975, т.10, с.61-63.
3. Ford R.L., Nelson W.R. - The EGS' System: Computer for the Monte-Carlo Simulation of Electromagnetic Cascade Showers. Preprint SLAC Rep.No.210 June 1978.
4. Васинюк И.Б., Дадян А.Т., Мартиросян Г.М. и др. Унифицированная система сбора переработки экспериментальной информации и управления. Препринт ЕФИ-500(43)-81, Ереван, 1981.
5. Авакян Р.О., Акопов Н.З., Безверхая А.П., Дарбинян С.М. Вычисление поляризации тормозного пучка фотонов. Препринт ЕФИ-265(58)-77, Ереван, 1977.
6. Агабабян К.Ш., Мина Р.Т. Жидкодейтериевая мишень. Препринт ЕФИ-340(65)-76, Ереван, 1978.
7. Абрамян Л.О., Адамян Ф.В., Аганьянц А.О. и др. Магнитный спектрометр для регистрации частиц в области до 4 ГэВ/с. ИТЭ, 1973, № 2, с.60-63.
8. Charpak G., Dick L., Feuvrais L. Location of the Position of a Particle Trajectory in a Scintillator-Nucl.Instr. and Meth., 1962, vol.15, p.323-324.

9. Абрамян А.О., Адамян Ф.В., Аюбян Р.Г. и др. Автоматизация процесса измерения трасс заряженных частиц с помощью тонкой проволоки с током, с пополнением информации в ЭИИ. Препринт ЭИИ-3.31(49)-76, Ереван, 1976.
10. Абрамян А.О., Адамян Ф.В., Аюбян Р.Г. и др. 12-модульный детектор нейтронов. Препринт ЭИИ-333(1)-66, Ереван, 1966.
11. Betti L., Serra Del'A., Giaretta A. et al. Efficiency and Neutral Neutron Resolution Measurements of a Modular Liquid Detector in the Kinetic Energy Range 15 to 100 MeV. *Phys. Rev. D*, 1977, 15, 1777.
12. Арустамян Р.В., Барсегьян Р.А., Гадумян Н.Ф. Моделирование процесса регистрации нейтронов в жидком детекторе. Препринт ЭИИ-401(8)-81, Ереван.
13. Гадумян Н.Ф., Грозский И.О. Кинематический анализ нейтронного излучения с учетом временной структуры импульсов. Препринт ЭИИ-646(36)-83, Ереван, 1983.
14. Jacoby J., Loiseau A., VU. *Photodisintegration of the Deuteron Wave Function*. *Phys. Rev. D*, 1971, 4, 140.
15. Jansen W. Monte-Carlo Thesis. Preprint SIN 68-11, 1968, 11 pages.
16. Агабабян К.Ш., Аганьянц А.О., Адамян Ф.В. и др. Асимметричные сечения одиночного фоторождения π^+ и π^- мезонов на нуклонах поляризованными фотонами в резонансной области энергии. Препринт ЭИИ-624(14)-83, Ереван, 1983.
17. Ching R., Schaerf C. Photodisintegration of the Deuteron from 500 to 1000 MeV, *Phys. Rev.* 141, 1966, p.1320.
18. Dougan P., Ramsay V., Stiefen W. Cross-Section for the Photo-Disintegration of Deuterium at Intermediate Energies, Preprint LUSY 7503, 1975.

19. Baba K., Endo I., Fukuma H. et al. Measurement of Differential Cross Section for $\gamma d \rightarrow pn$ by Monochromatic Photons in the Energy Range of Dibaryon Resonances, Phys.Rev.Lett., 1982, vol.48, p.729.
20. Arends J., Gussen H.J., Hegerath A. et al. Experimental Investigation of the Deuteron Photodisintegration in the Δ -Resonance Region Preprint Bonn-HE-83-1, 1983.
21. Горбенко В.Г., Жеребовский Ю.В., Колесников Я.Я. Асимметрия сечения реакции дезинтеграции дейтрона поляризованными фотонами с энергией 400 - 600 МэВ. Письма в ЖЭТФ, 1978, т.30, с.130.
22. Dahl E.A. Experimentelle Bestimmung de Asymmetrie Σ des differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Deuteronspaltung $\gamma + d \rightarrow p + n$ mit Linear Polarisierten Photonen im Energiebereich 230-820 MeV, Preprint Bonn-IR-82-26.
23. Barbiellini G., Berardini C., Felicetti F., Mutas C.P. Photodisintegration of the Deuteron by Polarized Gamma Rays., Phys.Rev. 1967, vol.154, p.888.
24. Ogawa K., Kamae T., Nakamura K. Theoretical Models for Deuteron Photodisintegration on the Energy Range Between 250 MeV and 800 MeV, Nucl.Phys A1981, vol.340, p.451.
25. Ikeda H., Arai I., Fujii H. Angular Dependence of Proton Polarization in the Reaction $\gamma d \rightarrow pn$ and a Partial-wave Analysis of Possible Dibaryon Resonances, Phys.Rev. Lett., 1978, vol.42, p.1321.

26. Huneke H. Theoretische Untersuchungen zur Photospaltung
des Deuterons for Photonenergies Unter 800 MeV. Preprint
Bonn-IR- 80-24.

Рукопись поступила 20 февраля 1985 г

К.Ш.АГАБАБЯН, Ф.В.АДАМЯН, А.В.АЙРАПЕТАН, Г.Г.АКОпян,
А.П.БЕЗВЕРХАЯ, Г.А.ВАРТАПЕТАН, П.И.ГАЛУМЯН, В.О.ГРАБСКИЙ,
В.В.КАРАПЕТАН, Г.В.КАРАПЕТАН, М.С.КОРДОНСКИЙ, В.К.ОКТАНЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ ФОТОРАС-
ЩЕПЛЕНИЯ $\gamma d \rightarrow pn$ НА ПУЧКЕ ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ФОТОНОВ ЕРФИ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 3/VI-85г.
Офсетная печать. Уч.изд.л.2,0
Зак.тип.№ 234

ВФ-00965 Формат 60x84/16
Тираж . экз. Ц. 30 к.
Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, Маркаряна 2
