



AM9900013

Препринт ЕФИ-1353(48)-91

EFI--1353-48-91

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Փ. Վ. ԱԴԱՆԻ, Ա. Վ. ԱՄՐԱՅԵՏԻ, Գ. Գ. ԱԿՕՒՆ,
Ա. Յ. ԲՈՒՆԻԱՏԻ, Գ. Ա. ՎԱՐՏԱՅԵՏԻ, Վ. Ա. ՎՈԼՇԻՆՍԿԻԻ,
Վ. Ս. ՎՈՒԿՈԼՈՎ, Ս. Ս. ԳԱԼՍՅԱՆ, Վ. Օ. ԳՐԱՅՍԿԻԻ,
Վ. Վ. ԿԱՐԱՅԵՏԻ, Գ. Վ. ԿԱՐԱՅԵՏԻ, Մ. Ս. ԿՈՐԴՈՆՍԿԻԻ,
Ր. Օ. ՕԴԱՆԵՅՈՎ, Վ. Կ. ՕԿՏԱՅԱՆ, Գ. Ս. ՖՐԱՆԿՅԱՆ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

ПРОЦЕССОВ $\gamma d \rightarrow pn$, $\gamma^4\text{He} \rightarrow pnx$, $\gamma^6\text{Li} \rightarrow pnx$ И
 $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ НА ЛИНЕЙНО-ПОЛИРИЗОВАННОМ ФОТОННОМ ПУЧКЕ ЕРФИ

30 - 21

ЦНИИ Атоминформ

ЕРЕВАН - 1991

Центральный институт
ядерной физики
и техники (ЕРФИ)



DISCLAIMER

Portions of this document may be illegible in electronic image products. Images are produced from the best available original document.



Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке
и технике (ЦНИИатоминформ) 1991 г.

Повышенный интерес к экспериментальным исследованиям по малонуклонным системам, ведущимся в ЕрФИ с начала 80-ых годов на линейно-поляризованном фотонном пучке, стимулировал дальнейшее развитие методики эксперимента, включающее улучшение параметров существующей регистрирующей аппаратуры, создание новых установок, автоматизацию наладочных процедур и организацию on-line контроля с обратной связью за параметрами пучка, с использованием электронной аппаратуры в стандарте КАМАК в линии связи с ЭВМ МЕРА КАМАК-125/СМ4А.

В части методики исследования процесса $\gamma d - pn$, в сравнении с используемой ранее в 1981-85 гг. [1], имеются следующие основные отличия:

- создан 30 канальный парный спектрометр PS-30 [2], с использованием оптоволоконной системы управления током анализирующего магнита, реализовано программно-управляемое вращение гониометра для юстировки кристалла алмаза;
- магнитный спектрометр оснащен новой системой координатных детекторов;
- электронная логика установки выполнена на основе аппаратуры КАМАК.

Для исследования процесса $\gamma d \rightarrow dn^0$ был создан компактный и светосильный черенковский спектрометр полного поглощения на основе ливневого счетчика из свинцового стекла.

В работе дано достаточно подробное описание новой методики, включая наладку и калибровку аппаратуры, процесс измерений и off-line обработку данных с представлением программного обеспечения, написанного на языке PASCAL. Информация о деталях методических работ и программном обеспечении представлена в работах [2,3,7-11, 13-16].

1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на рис.1. Ее условно можно разделить на несколько составных частей. Это тракт пучка, включая мониторинг, мишени и двухплечевая установка для регистрации вторичных частиц, включающая магнитный спектрометр MS-2800 (триггерный прибор) и во втором плече либо нейтронный спектрометр NS-12, либо черенковский спектрометр Cs. Ниже дано описание каждой из этих частей, включая методику наладки.

1.1 Тракт пучка

Фотонный пучок генерировался электронами с энергией 3-3.5 ГэВ в процессе КТИ на монокристалле алмаза толщиной 100 мк, установленного в гониометре. Формирование пучка производилось коллиматорами (K_{1-2}) и очищающими магнитами (SM_{1-2}). Эффективный размер пучка на мишени составлял $(10 \times 10 \text{ мк}^2)$. Средняя интенсивность пучка составляла $\sim 5 \times 10^9$ экв. фот./с при частоте вывода ≈ 50 Гц и скважности $\approx 10\%$. Автоматизированная система измерения, контроля и управления параметрами спектров КТИ включала:

- 30-канальный парный спектрометр PS-30;
- мониторинг тракт на основе квантометра Вильсона W и быстрого монитора M;
- программно-управляемое вращение гониометра.

Подробное описание системы дано в работе [2], здесь же представлены вкратце ее основные характеристики:

1. Обеспечивались поиск и нахождение нулевых ориентаций осей

кристалла и на этой основе программно-управляемая юстировка кристалла для получения нужной пиковой энергии спектра КТИ.

2. При заданном токе анализирующего магнита спектр КТИ измерялся одновременно при 30 значениях энергии с равномерным шагом

$$\delta E_{\gamma} / E_{\gamma} \approx 2.25\% . \text{ Акцептанс PS-30 составлял } \eta = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{\langle E_{\gamma} \rangle} \approx 0.7$$

и энергетическое разрешение каналов $\sigma E_{\gamma} / E_{\gamma} \approx 1.5 - 1.7\%$.

Полный γ -спектр сканировался 4-5 измерениями с логарифмическим шагом средней энергии. Для управления током анализирующего магнита использовалась оптоволоконная линия связи [3].

3. Относительная эффективность каналов PS-30 определялась по измерениям с аморфной мишенью.

1.2. Магнитный спектрометр

Регистрация протонов и дейтронов из исследуемых процессов производилась магнитным спектрометром (MS), состоящим из дуплета линз МЛ-18, отклоняющего магнита СП-12, телескопа сцинтилляционных счетчиков и системы координатных детекторов, включающей импульсный годоскоп (H_p) и четыре пропорциональные камеры (ММРС₁₋₄). В сравнении с более ранними измерениями [2] использованы более оптимальные размеры триггерных счетчиков $S_1 - S_4$ (см. таблицу 1). Сцинтилляционный импульсный годоскоп H_p представлял собой в действительности двоянный годоскоп с вертикальными палочками, просматриваемыми ФЭУ-87, размерами $(250 \times 35 \times 6 \text{ мм}^3)$, со сдвигом относительно друг друга на половину ширины палочки. Такая конструкция годоскопа обеспечивала как хорошее координатное разрешение, так и возможность проведения простейшего корреляционного анализа для определения эффективности палочек и вклада случайных совпадений [14]. Пропорциональные камеры, размером $256 \times 256 \text{ мм}^2$ и с шагом намотки сигнальных нитей 2 мм были размещены между триггерными счетчиками S_1 и S_2 на специальной подставке, жестко связанной со второй линзой, обеспечивая совместно с H_p реконструкцию импульса, а также проекционных углов и координат. Спектрометр работал в режиме

слабой фокусировки по обеим плоскостям, обеспечивая сходимость траекторий осевых импульсов в центре счетчика S_4 . Угол поворота осевых траекторий в отклоняющем магните, расположенном в симметричной геометрии, составлял $\alpha = 32^\circ$. Максимально анализируемый импульс в данной конфигурации спектрометра был ограничен параметрами используемых квадрупольных линз МЛ-1Б ($\sigma_p^{\max} < 2500$ МэВ/с). Импульсное разрешение спектрометра составляло $\sigma_p/p \approx 1\%$, при акцептансе $\Delta P/P_{\text{эф}} \approx 6\%$ и угловом захват $\Delta\theta \approx \pm 0,8^\circ$, при акцептансе $\Delta\Omega = 3,5 \cdot 10^{-3}$ рад.

Блок-схема электроники MS показана на рис.2. Она условно может быть разделена на три части.

Первая часть (рис.2а) связана с формированием триггера $M_1 = S_1 * S_2 * S_3 * S_4$ и реализована в двух крейтах КАМАК, установленных на поворотной платформе MS, исходя из соображении уменьшения времени задержки сигнала M_1 для стробирования камерной электроники МПК. Программное управление модулями формирователей ФПУ [4], совпадения ЗССУ [5], задержек ЛЗУ [6], а также системой опроса МПК на основе модуля опроса (МО) осуществлено при помощи контроллера крейта [7], сопряженного с ЭВМ посредством оптоволоконной линии связи МС-4101. Для организации совпадения быстрые выходы с промежуточного этапа обработки сигналов (см. блок-схему) поступали по коаксиальным кабелям в пультовую.

Вторая часть (рис.2б) связана с выработкой временных сигналов S_1, S_3, S_{41} и S_{42} для организации время-пролетных измерений между S_1 и S_4 по схеме Шарпака и стробирования годоскопа H_p сигналом S_3 . Для этого сигналы $S_1, S_2, S_3, S_{41}, S_{42}$ пропускались через схему строб-совпадения БССФ [8], для стробирования мастером M_1 , формировка которого (≈ 6 нс) определяла ширину окна временных измерений. Далее сигналы S_1, S_{41} и S_{42} после кабельной формировки в модуле БВФ [8] подавались на старт и стопы двух преобразователей время-код ПВК_{1,2} СПВК 161.07 [4], а сигнал S_3 - после формировки, на строб-вход входного регистра P123 [4], куда заведены выходы палочек годоскопа H_p .

Третья часть связана с наладочными временными измерениями

для получения совпадений при выработке триггера и временной синхронизации каналов годоскопа. Для этого собрана схема на основе двух 16 канальных коммутаторов КЛС-16 [8], постоянной задержки, модуля БВФ и преобразователя ПК. На входы коммутаторов заведены сигналы $S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}, S_{31}, S_{32}, S_{41}, S_{42}$, выход "или" регистра P123 и т.п., которые на выходе коммутатора формируются модулем БВФ и подаются для старт-стопных измерений на преобразователь ПК.

1.3 Наладка MS

Наладка MS начиналась с процедуры выработки триггера M_1 . Начальный этап здесь состоял в формировании совпадений типа $S_i = (S_{i1} * S_{i2})$ с помощью модуля двухкратных совпадений с формировкой ВССФ [8]. Для выработки S_i и выставления задержек S_{i1} и S_{i2} использовалось сопоставление временных старт-стопных спектров между S_{i1} и S_{i2} с и без признаков совпадений между ними (процедура ALL). После выработки сигналов S_i , выставлялись двухкратные совпадения типа $S_i * S_i$ ($i=2,4$) по сопоставлению временных спектров либо с наличием и без наличия признаков совпадений, либо с наличием признаков совпадений различной кратности, например $S_1 * S_3 * S_4$ и $S_1 * S_2 * S_3 * S_4$ для выставления задержки S_2 (процедура TAU14). Для этого использовалось дублирование двух четырехкратных схем совпадения ЗССУ-154. Задержки S_i выставлялись на программно-управляемых формирователях ФПУ либо во время выполнения процедуры TAU14, либо после нее, но в обоих случаях выставление производилось после занесения в файл данных TFIL.DAT и исполнения процедуры LOWCRT, обеспечивающей установку параметров программно-управляемых модулей на удаленном крите. Выравнивание задержек в каналах время-пролетных измерений $t(S_1 - S_{41})$ и $t(S_1 - S_{42})$ осуществлялось с помощью процедуры DS4142. На рис. 3 показаны время-пролетные спектры в канале $S_1 - S_{41}$ и время-пролетный спектр суммы $t = t(S_1 - S_{41}) + t(S_1 - S_{42})$, обеспечивающий компенсацию координатного разброса в S_4 (размеры 500*250 д.а.).

Организация временной синхронизации каналов годоскопа N_p осуществлялась посредством старт-стопных измерений между S_3 и выходом "или" регистра R123, что позволяло иметь временные спектры с 16 признаками для выставления время-пролетных пиков в центре окон эффективности, определяемых строб-совпадениями (процедура HODMS). Эти же данные обеспечивали проведение анализа эффективности годоскопа (смотрите таблицу 2).

Для измерения эффективности триггерных счетчиков на двух модулях четырехкратных программно-управляемых совпадений ЗССУ-154 одновременно выставлялись совпадения различных кратностей M_1 и M_1^3 (процедура EFF14). К примеру эффективность S_1 определялась по отношению счетов совпадения $M_1 = (S_1 * S_2 * S_3 * S_4)$ и $M_1^3 = (S_2 * S_3 * S_4)$ и составляла $\epsilon_{S_1} = 83\%$, что обусловлено в основном геометрической эффективностью S_1 . Эффективности остальных счетчиков составляли: $\epsilon_{S_2} \approx 98\%$, $\epsilon_{S_3} \approx 91\%$, $\epsilon_{S_4} \approx 70\%$.

Наладка МПК состояла, во-первых, в синхронизации камерной электроники МПК со стробом M_1 , для чего снималась кривая задержанных совпадений с использованием программно-управляемой задержки ЛЗУ-300. Затем измерялся профиль МПК (процедура S1МПК) (см рис. 4) и определялись номера каналов, имеющие завышенные либо заниженные пороги регистрации для их корректировки. Эффективность МПК составляла в среднем 90-95% и измерялась в рамках той же процедуры S1МПК по числу откликов на заданное число триггеров M_1 .

2 Спектрометры второго плеча. Наладка и организация совпадений.

2.1 Нейтронный 12-модульный спектрометр NS-12

Спектрометр был выполнен в виде матрицы (3*4) с размерами модулей из полистирола ($30 \times 23 \times 23$ см³) [9] и обеспечивал регистрацию нейтронов с эффективностью $\approx 20-25\%$ в области энергии $T_n = 100-300$ МэВ и при пороге ≈ 10 МэВ(экв. эн. эл-на). Выделение фона заряженных частиц и γ -квантов с фронта NS-12 осуществлялось с по-

мощью 4 тонких сцинтилляционных счетчиков (A_{1-4}) и свинцового конвертора ($t \approx 2$ р.д.). Временное разрешение спектрометра ($\sigma_t \approx 2-3$ нс), определяемое как структурой его модулей (Содин ФЭУ-30 с торца), так и использованием формирователей с постоянным порогом, тем не менее было достаточно для время-пролетного разделения фона релятивистских частиц системой режекции на базе пролета $L \approx 3$ м, а также для выделения фона случайных совпадений.

Блок-схема электроники NS-12 показана на рис. 5. В верхней части рисунка представлена схема выставления порога на дискриминаторах-формирователях счетчиков по пику ионизации релятивистских μ -мезонов космического излучения (процедура PIDP). В схеме использованы также линейный разветвитель ЛР [8] и быстрый преобразователь заряд-код КА-001[5]. Блок-схема NS-12, задействованная в эксперименте, представлена ниже. Сигналы с нейтронных модулей разветвляются и суммируются по группам (столбцам), для выработки признаков наличия (отсутствия) совпадений с антисчетчиками на модулях БССФ. Четыре признака и 12 выходов с модулей подавались на входы быстрой 16-канальной схемы строб-совпадений БССМ [8], стробируемой мастером M_1 . Быстрый выход "или" модуля БССМ имел статус триггера второго уровня M_2 и обеспечивал запрос на прерывание от ЭВМ. Такое схемное решение обеспечивало регистрацию как заряженных, так и нейтральных частиц с разделением их по признаку совпадений. Выравнивание задержек модулей производилось предварительно под космикой, а окончательно на основании 16 время-пролетных спектров между S_1 и NS-12 (процедура BSSMPN), для чего на коммутатор КЛС-16 был заведен сигнал M_2 .

2.2 Черенковский спектрометр

Блок-схема спектрометра показана на рис. 2. Спектрометр состоял из счетчика антисовпадений (А), свинцового конвертора (Pb, $t \approx 2$ р.д.), сцинтилляционного годоскопа (N_{xy}), состоящего из

(5*5) сцинтилляционных палочек размерами 350*50*6 мм³, просматриваемых ФЭУ-87, триггерного счетчика (Т) и ливневого счетчика полного поглощения на основе свинцового стекла ТФ-1 (СВ). Черенковский счетчик представлял собой цилиндрический радиатор, толщиной 8 р.д. (±20см), диаметром 400 мм, просматриваемый тремя фотоумножителями ФЭУ-125. Делители ФЭУ были собраны по схеме [10], обеспечивающей слабую чувствительность к магнитному полю Земли и сравнительно однородную амплитудную зависимость от места попадания света на фотокатод. Для калибровки счетчика был изготовлен источник света на основе α -источника ²⁴¹Am и сцинтиллятора CsJ(Tl) ($\phi=10$ мм, $t=2$ мм). Этот источник использовался в основном для проверки стабильности детектора и линейности электронного тракта. Для калибровки детектора по энергии и по разрешению использовался лучок вторичных электронов парного спектрометра (процедура СНЕР), связанный с одним из телескопов электронного плеча. Одна из полученных калибровочных кривых при наличии конвертора показана на рис. 6. Энергетическое разрешение спектрометра, определяемое в калибровочных измерениях без конвертора составляло $\sigma_{E_{\gamma}}/E_{\gamma} \approx \pm 0.08/\sqrt{E_{\gamma}}$ и с конвертором $\sigma_{E_{\gamma}}/E_{\gamma} \approx \pm 0.12/\sqrt{E_{\gamma}}$.

Электронная блок-схема спектрометра показана на рис. 7. Мас-тер спектрометра А*Т*С*М₁ вырабатывались на основе программно-управляемых четырехкратных совпадений ЗССУ-154. Времена формирования и задержки счетчиков подбирались так, чтобы выход М₂ не искажал временной информации, определяемой фронтом сигналов Т-счетчика. Сигнал М₂ использовался для стробирования сигналов годоскопа на входном регистре Р123 и преобразователя ЭЦП КА001, на который подавался линейный выход черенковского счетчика после линейного суммирования и разветвления сигналов с ФЭУ.

3 Организация режимов работы установки

Выбор режима прерывания по триггеру, первого уровня М₁, либо по триггеру второго уровня, а также выработка управляющих

сигналов типа "Сброс", "Gate" осуществлялась в эксперименте с помощью программно-управляемого модуля МУЭ[8], на вход которого подавались сигналы M_1 и M_2 . При поступлении M_1 в модуле МУЭ формировался сигнал "GATE", который подавался на вход "ЗАПРЕТ" ЗССУ-154 удаленного крейта для блокировки появления нового триггера. При поступлении M_2 в течение 200-300нс (время выбрано по условиям эксперимента) МУЭ вырабатывал сигнал прерывания, в противном случае формировался сигнал "СБРОС", подаваемый на входные регистры камерной электроники и регистры годоскопа P123 и ЛВК_{1,2} в плече MS, сбрасывался уровень "GATE", после чего система регистрации восстанавливалась и была готова к работе. С приходом M_2 блокировалось прохождение триггера "СБРОС" и генерировался запрос на прерывание и последующий опрос системы регистров и аналоговых устройств в обоих плечах установки.

При работе в одноплечевом режиме появление сигнала M_1 приводило к выработке уровня блокировки "GATE" и к запросу на прерывание.

Одним из важных факторов при разработке блок-схемы являлся вопрос организации учета мертвого времени, обусловленного прерыванием ЭВМ. Для этого нами использовалось отношение мониторных счетов $M/(M+B)$, с разными уровнями стробирования M , от B -равного пучковому гейту, до B -обусловленного как гейтом пучка, так и прерываниями от ЭВМ.

4. Мишени

В эксперименте использовалась универсальная криогенная мишень с внешним охлаждением [11], где для охижения ^2He и ^2D использовалось испарение паров жидкого ^4He . Аппендикс мишени представлял собой цилиндр ($50 \times 110 \text{ мм}^2$) из нержавеющей стали толщиной 20 $\mu\text{м}$ с осью вдоль пучка. Для работы с жидким ^4He в сборник мишени был вмонтирован дроссельный вентиль, позволяющий слив жидкого ^4He из сборника непосредственно в аппендикс мишени. Внешний вакуумный кожух мишени с майларовыми окнами толщиной 200 $\mu\text{м}$ обеспечивал свободный от конструктивов угловой

аксептанс установки.

Хорошо охлажденная мишень при полной заливке сборника ${}^4\text{He}(12\text{л})$ работала в стационарном режиме до 24 часов (испаряющиеся дейтерий вновь ожигался в теплообменнике парами ${}^4\text{He}$). Давление паров над жидкостью в мишени было равно атмосферному и контролировалось с помощью манометров.

В качестве литиевой мишени использовался обогащенный металлический литий (94% ${}^6\text{Li}$, 6% ${}^7\text{Li}$) толщиной $2.3\text{г}/\text{см}^2$ в виде цилиндра $(35 \times 48)\text{мм}^2$ с осью вдоль пучка, герметизированного в кожухе из тонкого оргстекла и майлара для защиты от окисления.

5. Идентификация процессов, выделение фона

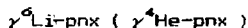
Работа со спектрами КТИ создает проблему выделения вклада фоновых процессов, в основном множественных, от высокоэнергетичного хвоста тормозного спектра. Эту задачу было призвано разрешить второе плечо, используемое для кинематического переопределения исследуемых процессов. Однако от уровня спектрометрирования во втором плече зависела эффективность режекции фоновых событий, и, соответственно, при ее недостаточности приходилось проводить тесты и измерения по дополнительной кинематической идентификации исследуемых процессов и определению вклада фоновых процессов. Для этого использовались тесты компланарности, измерения угловых распределения по горизонтальному проекционному углу, измерения с вариацией числа фотонов в области энергии захвата экспериментальной аппаратуры (т.н. "эффект точки"). Ниже представлены данные полученные для конкретных процессов:

$\gamma\text{d-pp}$

Идентификация частиц π, ρ, d в MS производилась методом времени пролета на базе $\text{S}_1\text{-S}_4$ ($\cong \text{Эм}$).

Спектрометрирование по времени пролета нейтронов на базе пролета $\cong \text{Эм}$ обеспечивало выделения фона релятивистских частиц,

случайных совпадений от события процесса $\gamma d-pn$ (рис. 8). Помимо этого модульная структура нейтронного детектора обеспечивала тест компланарности, получение углового распределения нейтронов по Θ_x , которое с учетом акцептанса NS вписывались в два центральных столбца NS (рис. 9). Регистрации события $d\gamma$ -совпадений в крайних столбцах была обусловлена эффектами перерассеяния нейтронов и фоновыми процессами типа $\gamma d-pn$ от высокоэнергетичных фотонов КТИ. Экспериментальные данные и результаты Монте-Карло расчетов показывают, что вклад фона от многочастичных процессов в выходе реакции $\gamma d-pn$, остающийся после обработки время-пролетных спектров, не превышает 10% вплоть до кинетической энергии 900 МэВ.



Основная трудность при работе с данным процессом - это выделение квазидвухчастичного механизма поглощения фотона (pn) -парой. В отличие от процесса фоторасщепления дейтрона $\gamma d-pn$, тест компланарности здесь не работает, а наличие Ферми-движения pn -пары, увеличивая фазовый объем вторичных частиц, увеличивает тем самым и вклад многочастичных конечных состояний, полное сечение которых в интеграле соизмеримо с сечением двухчастичной реакции. В связи с этим, при работе с ядрами ${}^4\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ проводились дополнительные измерения по угловому распределению в нейтронном плече и измерения с вариацией спектра КТИ. При измерениях углового распределения по Θ_x в нейтронном плече (рис. 10) проводился off-line анализ отклика антисчетчиков NS, что позволило выделить и разделить выходы pn и pp -совпадений. Как видно из рисунка, угловое распределение для pnx -события по углу $(\Theta_p + \Theta_n)_{\text{лаб}}$ проявляет характерный пик, соответствующий кинематике реакции $\gamma d-pn$ ($\bar{E}_\gamma = 500$ МэВ, $\theta_p^{\text{cm}} = 30^\circ$). Однако этот пик заметно асимметричен, что не предсказывается Монте-Карло расчетами и свидетельствует о проявлении фоновых процессов, вклад которых особенно заметен в области малых $(\Theta_p + \Theta_n)$. Выход pp -совпадений, приведенный к той же эффективности регистрации, не проявляет такой структуры и в значительной степени обусловлен

вкладом фоновых процессов. Это подтверждается тем, что дипольное фотопоглощение (основное для pp-пар) подавлено для pp-пар, как и обмен заряженными π -мезонами, а вклад обмена π^0 -мезонов в области $\Delta_{\text{эп}}$ в низшем порядке подавлен из-за сохранения спина и четности [12].

На основе простейшей совместной модели процессов с выходом ppx и рпх событий, можно свести эти выходы друг к другу, и в частности воспользоваться выходом pp-совпадения для оценки вклада рпх-события, обусловленных многочастичными конечными состояниями. Для анализа, в качестве основы такой модели рассматривались следующие процессы :

$$\gamma NN \rightarrow NN\pi \quad (pp\pi^0, pp\pi^{\pm}) \quad (2)$$

$$\gamma N \rightarrow \pi N \begin{cases} \pi N \rightarrow \pi N \quad \pi NN \\ NN \rightarrow NN \quad \pi NN \\ \pi NN \rightarrow NN \quad NNN \end{cases} \quad (3a)$$

$$(3b)$$

$$(3b)$$

С учетом условности разделения процессов (2) и (3а,б) различие состоит в основном в виртуальности промежуточных состояний в (2), относительные выходы ppx и рпх событий анализировались в рамках процессов (3), на основе изотопики и доступных данных по сечениям в области энергии 300-500 МэВ. По полученным оценкам выходы рпх-события должны быть примерно вдвое меньше выходов рпх-событий из процессов (3). С учетом порога, регистрации протонов в эксперименте 170МэВ (эквивалентная толщина свинца на фронте NS) был скомпилирован фон рпх-события на основе рпх-выхода и вычтен из полного выхода pp-совпадений (рис. 10б). Как видно из рисунка, наблюдается согласие между полученным угловым распределением и Монте-Карло расчетом процесса фоторасщепления квазидейтрона с использованием параметра Ферми-движения ($\sigma=250\text{МэВ}/c$) из работы INS [13]. Для расчетов асимметрии использовались счета двух центральных столбцов NS (два центральных бина в угловом распределении на рис. 3а,б) для уменьшения коррекции на фактор

фона, который составлял $\sim 10\%$ при 340 МэВ, $\sim 13\%$ при 500 МэВ, $\sim 20\%$ при 740 МэВ и достигал $\sim 32\%$ при 900 МэВ. Измерения типа "эффекта точки" не противоречили результатам угловых измерений. Вклад фона случайных совпадений, как и в случае процесса $\gamma d \rightarrow p n^0$, даже при энергиях 900 МэВ не превышал 5-6%.

$\gamma d \rightarrow p n^0$

С учетом малости выхода процесса наладка MS и CS вначале проводилась на основе более светосильного выхода процесса $\gamma p \rightarrow p n^0$. Кинематика элементарного процесса при этом выбиралась исходя из равенства скоростей (времени пролета) протона и дейтрона, при том же угле MS в л.с., что соответствовало примерно тому же углу пиона в с.с.м. при вдвое меньшей энергии первичного фотона. В отличие от рассмотренных ранее процессов $\gamma d \rightarrow p n$ и $\gamma A \rightarrow p n x$, здесь нет возможности опираться на тесты угловых корреляции. Для подтверждения двухчастичной природы γd -совпадений измерялось угловое распределение фотонов от π^0 распада по θ_x , что удовлетворительно согласовывалось с результатами Монте-Карло моделирования процесса, включающего распад π^0 -мезона (рис. 11). Измерения выхода событий, нормированного на число фотонов в акцептансе установки, при вариации формы спектра КТИ (рис. 12) также подтверждало невысокий уровень фона ($< 10\%$) при энергиях вплоть до 900 МэВ. Эта оценка является достаточно строгой, если учесть и дополнительные возможности подавления фона при наложении ограничения на амплитудный спектр черенковского счетчика С (рис. 13). Несмотря на малость сечения процесса $\gamma d \rightarrow p n^0$ в сравнении с остальными процессами, вклад случайных совпадений при время-пролетной идентификации γd -совпадений не превышает 5-10%.

6. Организация измерений, on-line контроль параметров регистрирующих систем и у-пучка.

В основе такой организации - интерактивное взаимодействие с файлом DATABOX, куда заносилась необходимая кинематическая информация, тип процесса, тип мишени, необходимые данные для работы с PS-30, включая текущие углы и нули кристалла, направление поляризации, калибровочные данные и т.п.

- Для начала измерений в какой-либо кинематической точке, на основе информации, занесенной в DATABOX, рассчитывались необходимые углы установок обоих плеч, токи линз и магнитов (процедура ENTRY). После юстировки установки, токи магнитных элементов контролировались ЭВМ по напряжениям с масляных шунтов на основе соответствующих калибровочных данных (процедура MAGNET). Далее под пучком корректировались задержки счетчиков $S_{1,4}$ под заданную кинематику (процедуры TAC14, ALL), счетчика S_3 относительно годоскопа H_p и триггера M1 относительно мастера второго плеча. Параллельно выполнялось ориентирование кристалла (процедура SETAN), измерялся спектр в области пика спектра КТИ, и при несоответствии его ожидаемому расчетному, производилась корректировка угла кристалла (процедура PTKCOR). В качестве критерия соответствия использовалось сопоставление кинематической энергии фотона и взвешенного среднего, определяемого в окне с центром равным 15-16 каналу PS-30 и с границами 12σ , где σ - энергетический захват экспериментальной установки по исследуемому процессу. После того как пиковая область спектра КТИ проконтролирована и скорректирована, измерялся полный спектр КТИ, который записывался как файл данных и аппаратура была готова к началу измерения.

- С началом измерения шел диалог ЭВМ с тремя источниками прерывания:

- а) запрос установочного счетчика PS-30 для опроса счетчиков и обработки поступающей информации;
- б) запрос модуля МУЭ на опрос по поступлению триггера M2;

в) запрос с пульта монитора различной информации, необходимой для текущего хронологического контроля параметров регистрирующих систем. Соответственно этим запросам необходима оп-тимальная обработка поступающей информации. Системная организация синхронизации этих запросов дана в работе [14]. Здесь же важно отметить, что по условиям эксперимента реализована следующая логика взаимодействия приоритетов:

1. Наивысший приоритет имел запрос РБ-30, при этом блокировались все системы, поступление информации, происходило считывание со счетчиков РБ-30, определялась и тестировалась форма спектра в области пика КТИ с визуализацией на графическом мониторе (рис.14). В случае несоответствия позиции пика в пределах $\sigma_E/E_\gamma \geq 3\%$ производилась коррекция и лишь затем шла разблокировка системы.

2. Следующий уровень приоритетности имели прерывания по M_2 . При этом обеспечивалось считывание и запись информации с систем регистрации обоих плеч установки, без блокировки поступления информации с РБ-30. Частота триггера M_2 обычно не превышала 1 сов/плевка, и время между плевками ускорителя ≈ 20 мс использовалось для фоновой обработки поступающих событий, включая гистограммирование время-пролетных, амплитудных спектров, профилей годоскопов, эффективностей МПК и т. п. Фоновая обработка события велась с низким уровнем приоритета, для возможности запроса от следующего события.

3. Приоритет оператора на пульте был ниже статуса запросов РБ-30 и M_2 , но выше приоритета фоновой задачи, что с учетом невысокой частоты запросов практически не мешало ее выполнению и обеспечивало реализацию хронологического контроля за параметрами экспериментальной установки и оперативного реагирования. В частности особое внимание обращалось на поддержание стабильности триггеров M_1 и M_2 , эффективности регистрирующих систем, в том числе МПК и т. д. Контроль за параметрами спектра КТИ в области когерентного пика осуществлялся каждые 40-50 с на отдельном графическом мониторе. Длительность измерений определялась минимальным уровнем статистики и необходимостью уменьшения

систематических ошибок в исследуемых процессах, что и задавало частоту изменения направлений поляризации фотонного пучка. В итоге для каждой кинематической точки набирались несколько пар измерений с чередующимися направлениями линейной поляризации фотонного пучка, что обеспечивало достаточно надежный контроль над эффектами нестабильности аппаратуры и пучка в ходе измерений. On-line контроль параметров установки, в частности нормированных на кванты счетов M_1 и M_2 , позволял обнаруживать и устранять возникающие неисправности отдельных узлов аппаратуры, включая испарения рабочего вещества из мишени, резкое изменение условий проводки пучка в кольце ЭКУ и т.п. Вместе с тем, невысокая статистическая обеспеченность хронологического представления отсчетов M_1 и M_2 (≤ 100) не позволяли бы заметить небольшие аппаратные уходы и нестабильности. Поэтому регулярно между измерениями проводились замеры высоковольтных напряжений питания счетчиков с помощью коммутаторов и АЦП (процедура HV). Однако очевидно, что контроль медленно меняющихся параметров, связанных с функционированием криогенной мишени, токов магнитных элементов, высоковольтных напряжений на счетчиках, для надежности и оперативности должен непрерывно контролироваться другой ЭВМ.

7. Обработка данных

Обработка данных по всем исследуемым процессам имела в основе следующие особенности, сближающие методику обработки:

1. Наличие общего мастерного прибора (MS).
2. Двухчастичность исследуемых процессов и собственно возможность восстановления первичной энергии фотона по одноплечевой спектрометрической информации в плече MS.
3. Работа со спектрами КТИ.

Соответственно обработка данных разделялась на три последовательных этапа:

1. На первом этапе проводилась обработка информации, поступившей с PS-30 (процедуры FULLSP, SPECUS, POLARIZ). С магнитных носителей считывался и визуализировался полный спектр КТИ на

основе одного или двух измерений, записанных в виде отдельных файлов. Затем информация о пиковой области спектра КТИ (не менее 10 циклов за одно измерение) считывалась при визуальном контроле и усреднялась. Если какая-либо из пиковых спектров не удовлетворял критериям отбора по сдвигу ($\sigma_E / E_\gamma \leq 3\%$), то он отбрасывался при усреднении, как в дальнейшем и информация по событиям, полученным с таким спектром. Поскольку on-line контроль параметров КТИ был достаточно жесткий, не более 5% пиковых спектров в измерениях отбраковывалось при off-line контроле. Полученный усредненный спектр в пиковой области "вставлялся" в полный спектр КТИ, и скомпилированный таким образом "полный" спектр использовался как для расчетов поляризации, так и для мониторинга по числу фотонов. Расчет поляризации производился методом [16] на основе быстрого Фурье-преобразования, позволявшего определять спектр поляризации в области захвата экспериментальной аппаратуры, а также энергетический спектр функции возмущения, определяющей форму экспериментального спектра. На рис.15 проиллюстрированы результаты работы процедуры POLARIZ по расчету поляризации, в результате чего формировались файлы типа PRL.DAT с данными по интенсивности и поляризации спектра КТИ в каждом энергетическом бине.

2. На втором этапе проводилась обработка информации в плече MS (процедура ATREK). Для этого вначале выполнялся отбор события по времени пролета для идентификации частиц, затем по срабатыванию импульсного годоскопа и числу сработавших камер (не менее трех из четырех) и определялась эффективность в плече MS, как число отобранных событий к числу мастеров M_1 . Для отобранных событий проводилась реконструкция трека в МПК методом опорных точек на крайних камерах. При реконструкции треков использовались угловые ограничения, налагаемые оптикой дублета линз и при наличии нескольких кандидатов в треки, выбор "истинного" трека определялся критерием минимальности χ^2/N . Далее на основе трековой информации (угол и координаты в плоскости анализа xh') и координаты в импульсном годоскопе, восстанавливались импульсы

частиц, регистрируемых в MS. Задавались границы эффективного импульсного спектра и число разбиений его по бинам (обычно не более 100) исходя из постоянства отношения $\Delta p/p$ с границами бинов, определяемых из условия $p^{\max} = [1 + \Delta p/p]^{n+1} p^{\min}$. Все события, отобранные в данном RUN-е, бинировались по импульсу, независимо от спектрометрической и угловой информации во втором плече. После работы процедуры ATKEK отфильтрованные события записывались в виде файлов данных (типа .RUI), удобных для обработки информации во втором плече.

3. На третьем этапе проводилась обработка информации во втором плече, определяемая конкретным исследуемым процессом. В случае процессов $d(\gamma, p)$ и $A(\gamma, p)$ для каждого бина импульсного акцептанта MS формировался время-пролетный спектр нейтронов, (всего $\leq 4 \times 10$ временных спектров). Определение уровня фона на основе линейного фита по опорным площадям справа и слева от пика совпадения, вычисление выходов после вычитания фона, проводилось в процедуре ANEUT, в которой по итогам обработки формировался файл данных типа EBF.DAT и массив энергий фотонов, соответствующий импульсному акцептансу и бинированию в MS.

В случае процесса $\gamma d \rightarrow d \gamma$ ($\gamma p \rightarrow p \gamma$), где во втором плече проводились измерения времени пролета и энергии фотона, обработка состояла в субтракции фона под пиком во время-пролетном спектре и в обрезании энергетического спектра черенковского детектора со стороны мягких и жестких фотонов, обеспечивающих уменьшение вклада случайных совпадений и многочастичных событий от первичных высокоэнергетических фотонов. Определенный в итоге массив выходов, соответствующий бинированию событий по энергии E_{γ} , после поправки на эффективность координатных систем, формировался в виде файла типа CHER.DAT для дальнейшей обработки.

Последний этап обработки состоял в определении асимметрии сечения Σ на основе суммы измерений с перпендикулярной и параллельной ориентацией вектора поляризации фотонного пучка (процедура ASIGMA). Для расчета асимметрии суммировались выходы процессов во всех RUN-ах с одинаковой фотонной поляризацией. Фотонная поляризация суммарного выхода определялась как

взвешанное среднее по сумме измерений:

$$P_{\gamma}(E_{\gamma}) = \sum I_i / \sum I_i$$

где $P_i(E_{\gamma})$ и $I_i(E_{\gamma})$ поляризация и интенсивность i -го измерения в соответствующем энергетическом бине. Фотонные интенсивности также суммировались для определения нормированных выходов $C_{\perp\parallel} = N_{\perp\parallel} / N_{\gamma}^{\perp\parallel}$, используемых для вычисления асимметрии Σ :

$$\Sigma(E_{\gamma}) = (C_{\perp} - C_{\parallel}) / (C_{\perp} P_{\gamma}^{\perp} + C_{\parallel} P_{\gamma}^{\parallel})$$

Интенсивность I_{γ} , измеряемая в эксперименте циклами PS-30, не всегда соответствовала набранному числу события, что было связано с завершением измерений не по окончании цикла PS, а в промежутке между циклами. Для учета этого обстоятельства производилась коррекция величин интенсивности на основе счета квантометра после последнего цикла PS-30 и по завершению измерения.

Полученные результаты по асимметрии при разных средних кинематических энергиях далее "сшивались" друг с другом для получения энергетической зависимости асимметрии сечения, с учетом перекрытия энергетических областей измерений. Для этого использовалась процедура VISSIG, в которой задавалась логика организации бинирования на основе размера минимального бина и линейного коэффициента для сканирования по энергии. Данные по асимметрии, попавшие в бин, усреднялись со своими весами и затем визуализировались на мониторе и распечатывались.

8 Выводы

Представленная в настоящей работе методика позволила провести исследование процессов фоторождения и фоторасщепления на линейно-поляризованном фотонном лучке Ерфи. Получен значительный объем информации, который успешно представлялся на международных совещаниях в Бонне [17], в Париже [18], на рабочем совещании в Нор-Амберде [19]. Представленная методика зарекомендовала себя достаточно гибкой, особенно в части программного обеспечения

[13,14] для адаптации к исследованию других процессов. В частности основные элементы наладки, настройки и организации измерений в части MS и NS, совместно с оптоволоконной системой управления использовались в совместном эксперименте по электророждению в процессах ${}^6\text{Li}(e\text{e}',n)$, ${}^{12}\text{C}(e\text{e}',n)$ в 1988г. Парный спектрометр был адаптирован для работы в экспериментах по каналированию в 1990г.

В заключение авторы выражают признательность профессору Г.А.Вартапетяну за поддержку в процессе создания представленной методики.

Таблица 1

Размеры триггерных счетчиков MS. *)

Счетчики Размеры	S ₁	S ₂	S ₃	S ₄
Ширина (см)	20	20	30	50
Толщина (см)	0.6	0.8	0.6	2.0
Высота (см)	20	20	20	25

*) сцинтилляторы просматриваются с двух торцов фотоумножителями ФЭУ-30.

Таблица 2

Иллюстрация работы процедуры HODMS

Задержка $S_3 = 38$ нсек. XY-плот корреляции HOD1 & HOD2

	N	2	4	6	8	10	12	14	16
	0	2	2	1	5	3	5	6	5
1	33	40	0	0	0	0	0	0	0
3	1	62	60	1	0	0	0	0	0
5	1	0	73	87	0	0	0	0	0
7	6	0	0	81	86	0	0	0	0
9	0	0	0	0	90	113	0	0	0
11	4	0	0	0	0	88	122	0	0
13	2	0	0	0	0	0	79	101	1
15	2	0	0	0	0	0	0	50	15

Множественности срабатывания палочек годоскопа:

	0	1	2	3	4	5	6	7	8
HOD1-	60	1179	2	0	0	0	0	0	0
HOD2-	40	1198	3	0	0	0	0	0	0

Число мастерных события (S_3) = 1241

Профиль годоскопа (1-16): 81 112 123 133 161 160 173 181

203 204 214 206 182 157 67 21

Эффективности (1-16): 0.0653 0.0902 0.1072 0.1297 0.1362

0.1394 0.1459 0.1636 0.1644 0.1724 0.1660 0.1467 0.1265

0.0540 0.0169

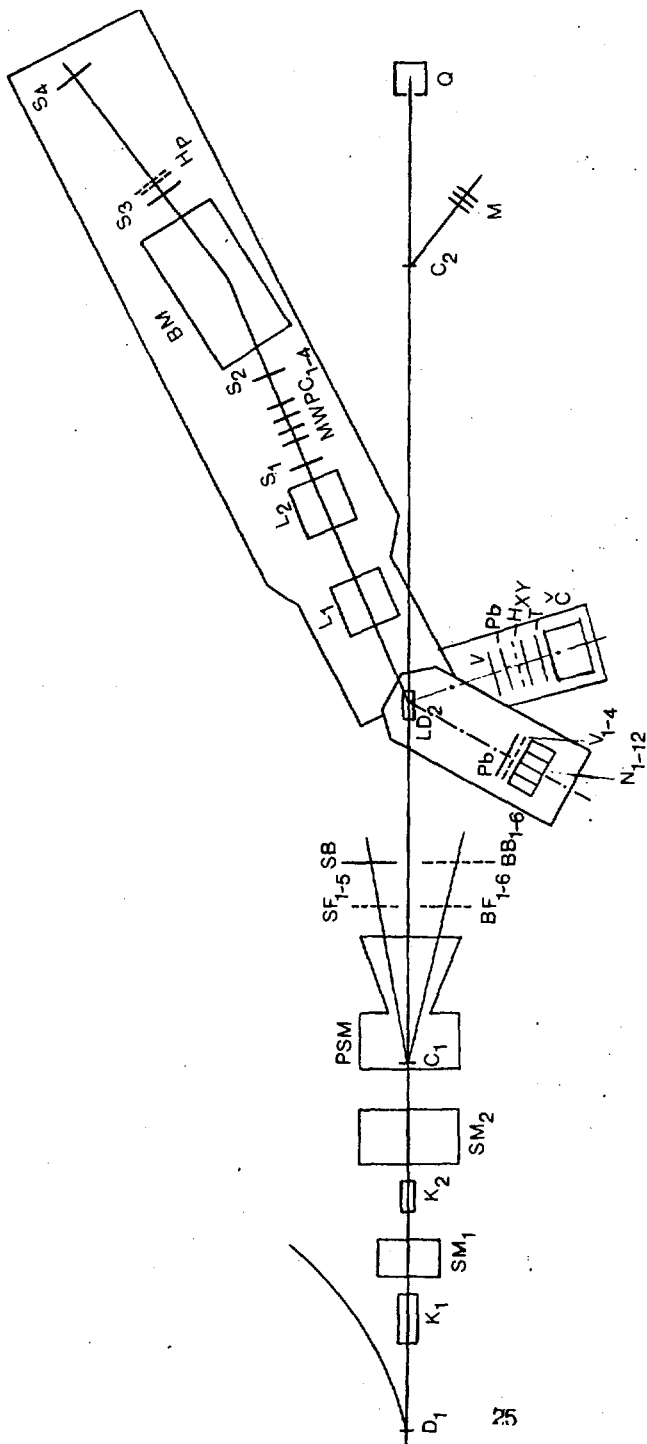
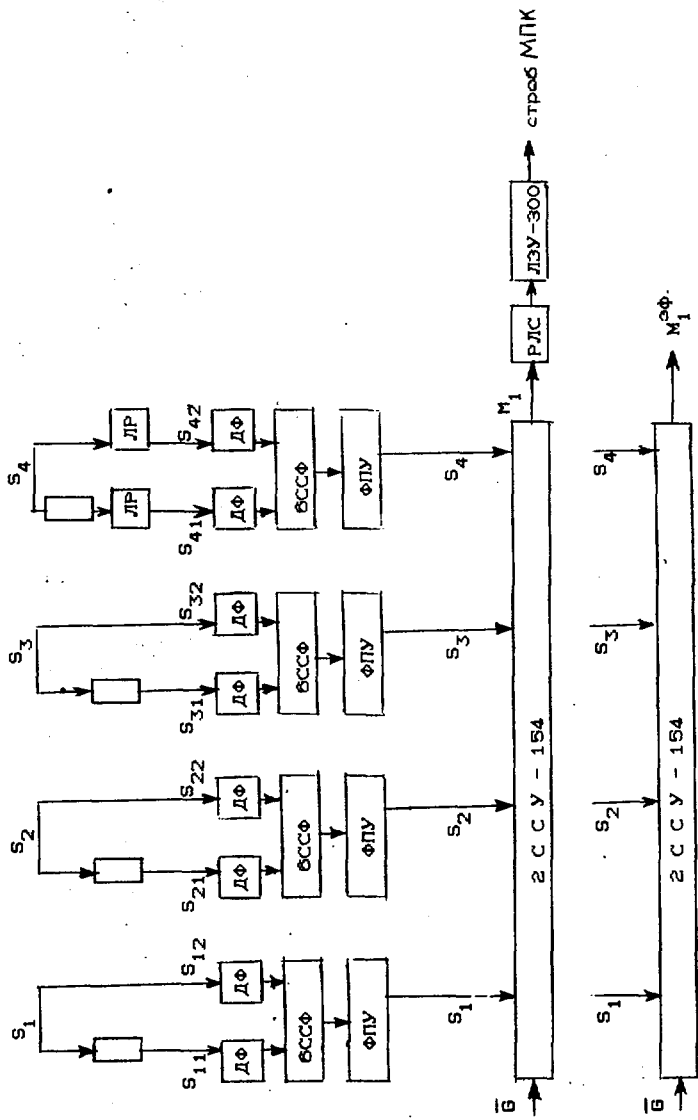


Рис. 1



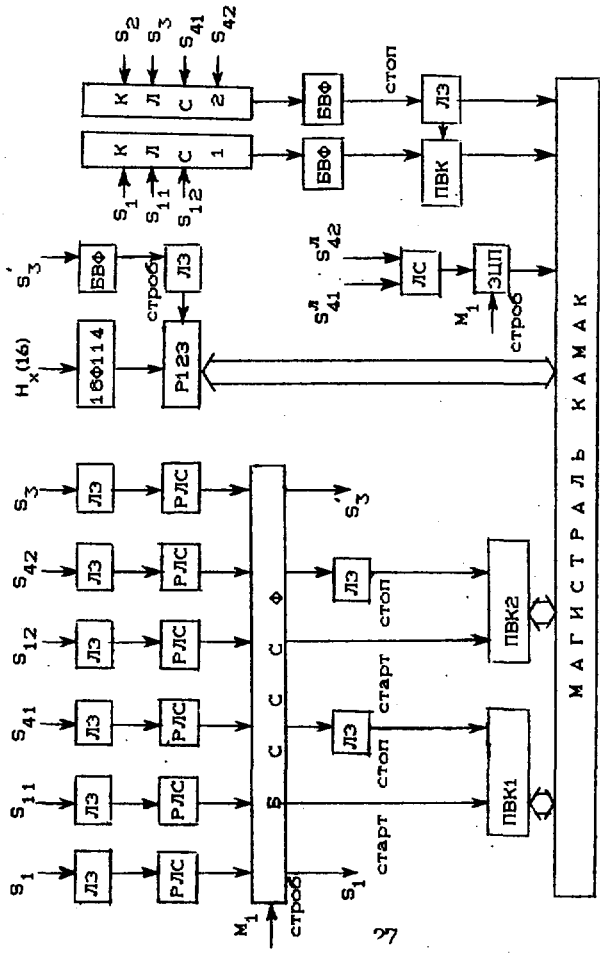


Рис. 26

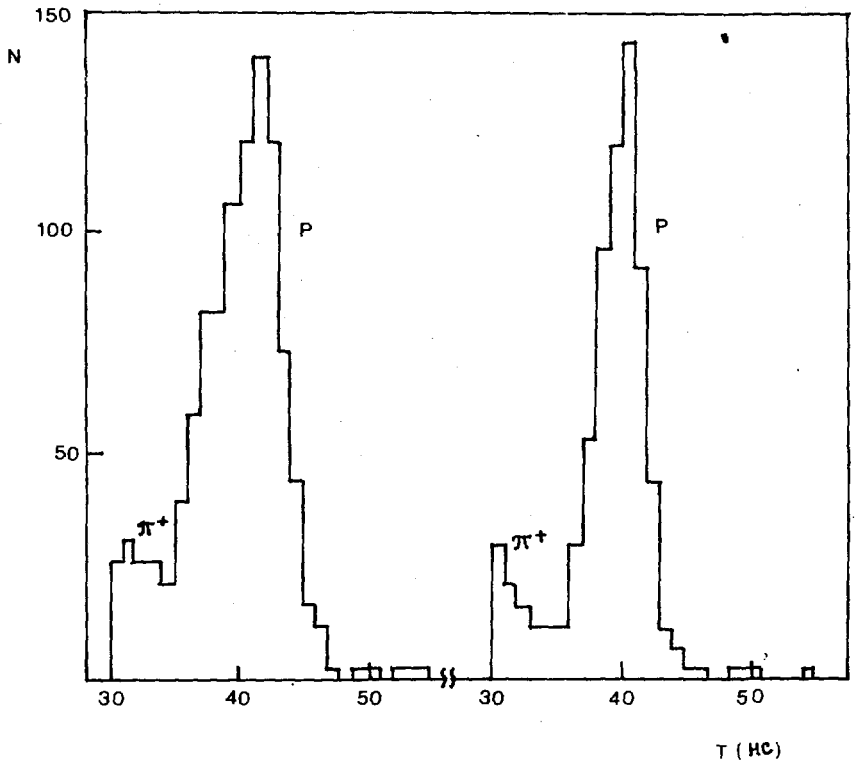
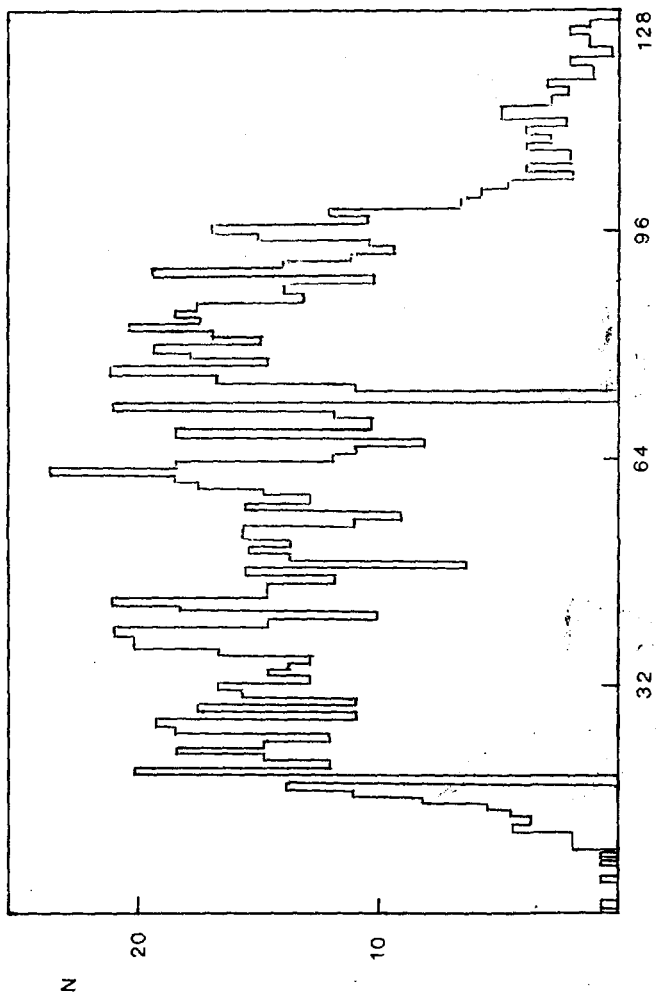


Рис. 3



КАНАЛЫ МВРС₁

Рис. 4

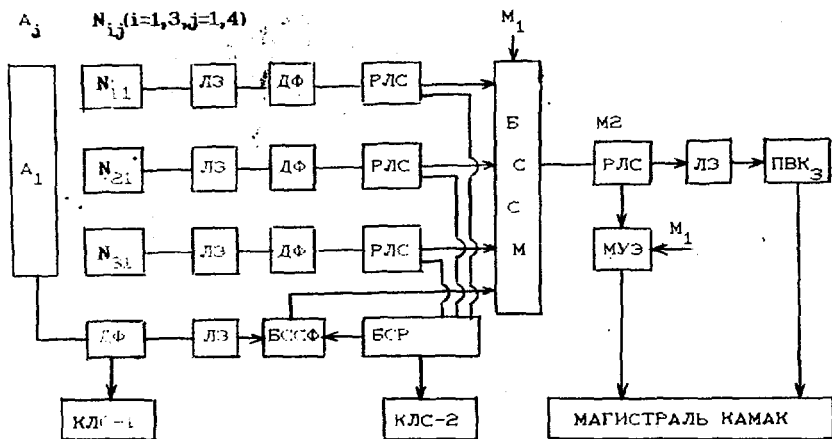
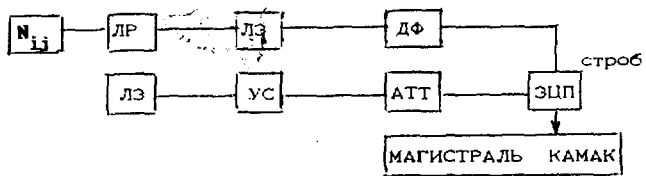


Рис. 5

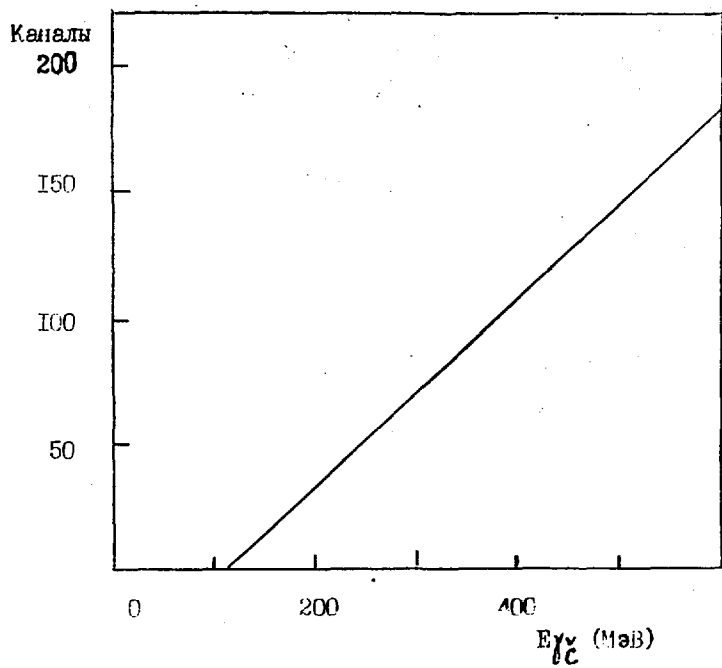


Рис. 6

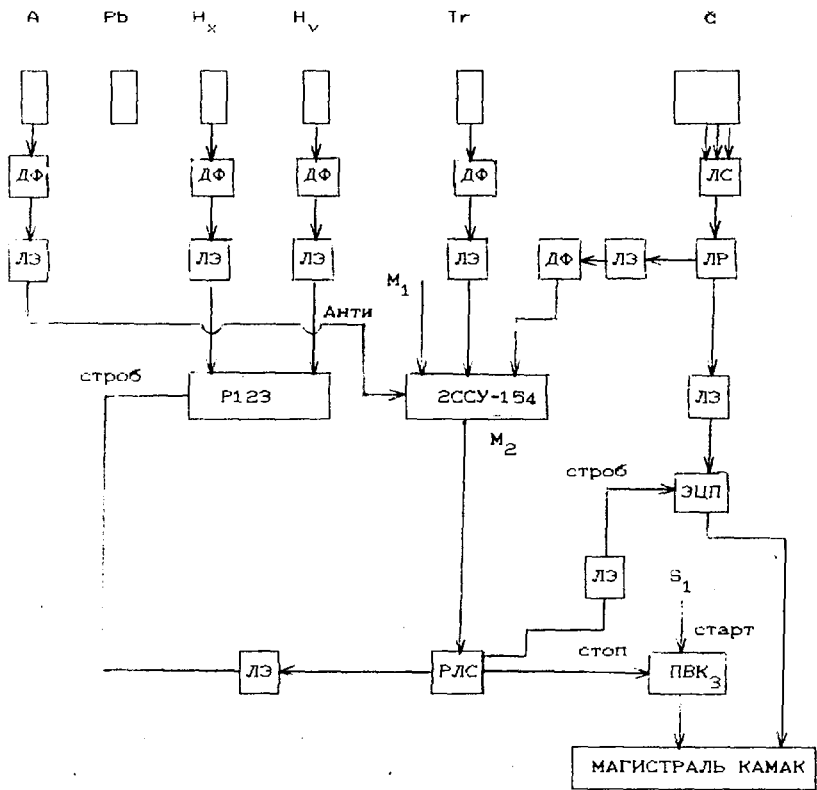


Рис. 7

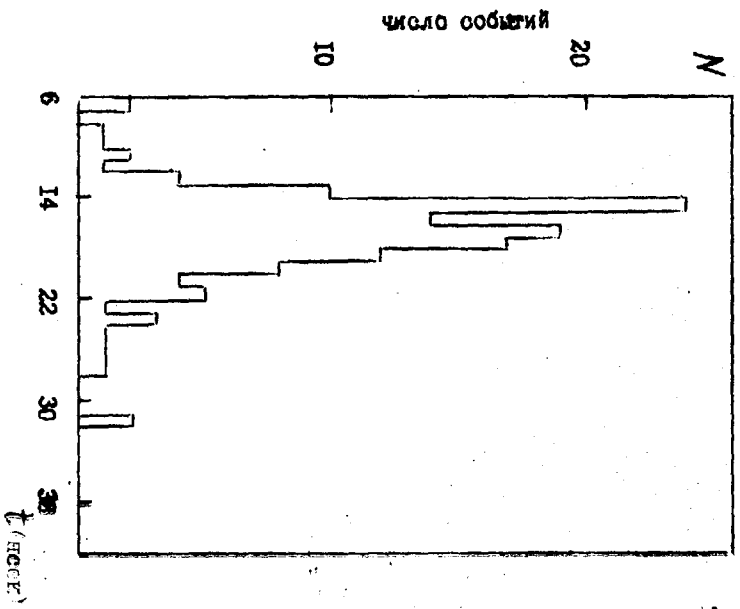
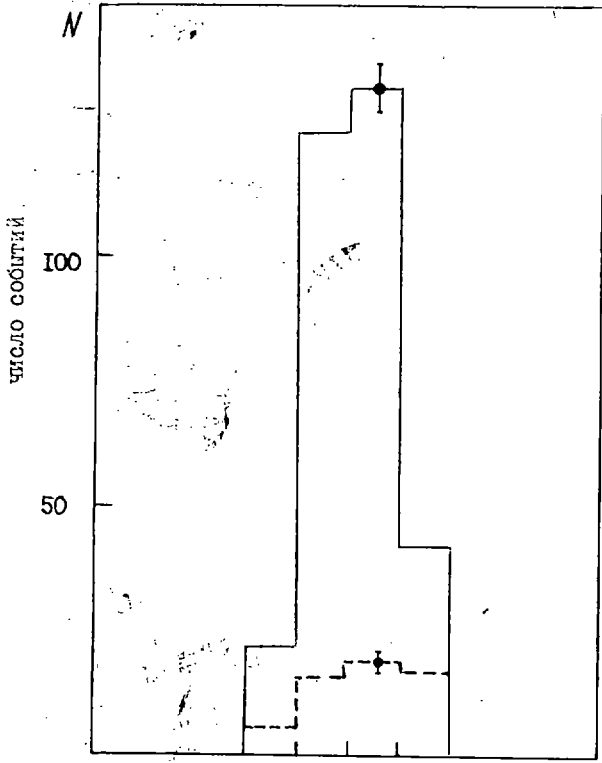
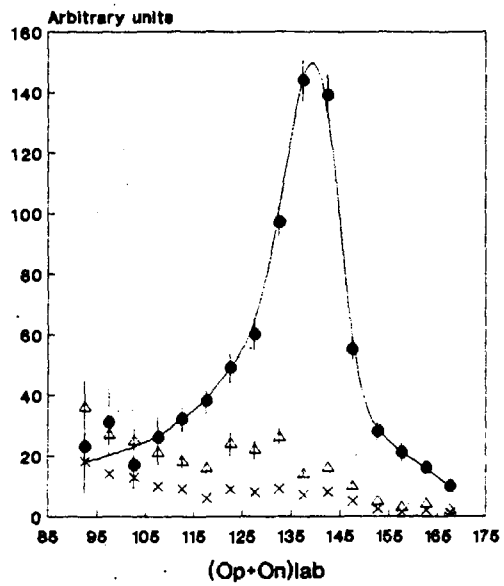


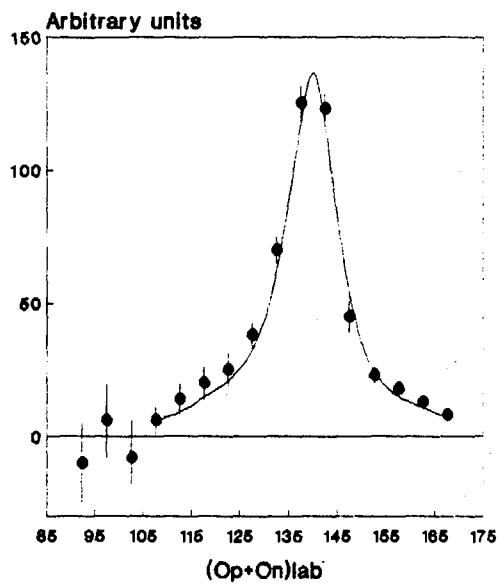
Рис. 8



I II III IV
Столбцы NS
Рис. 9



a)



b)

Рис. 10

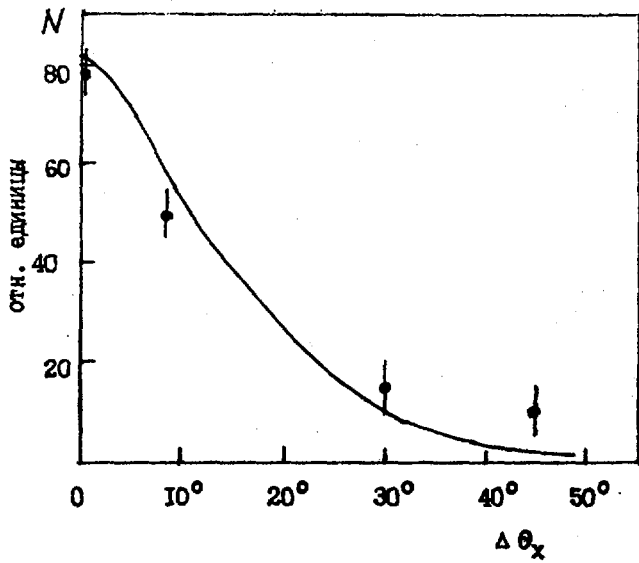


Рис. II

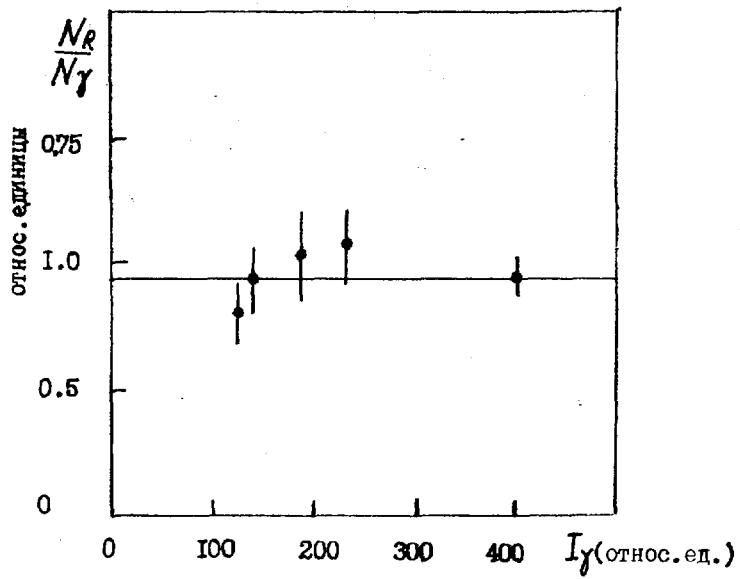


Рис. 12

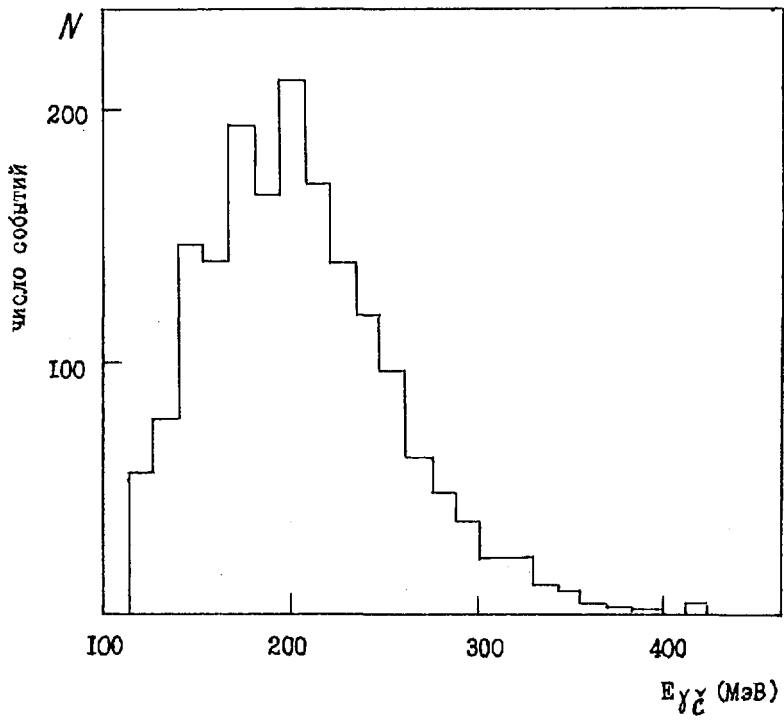


Рис. 13

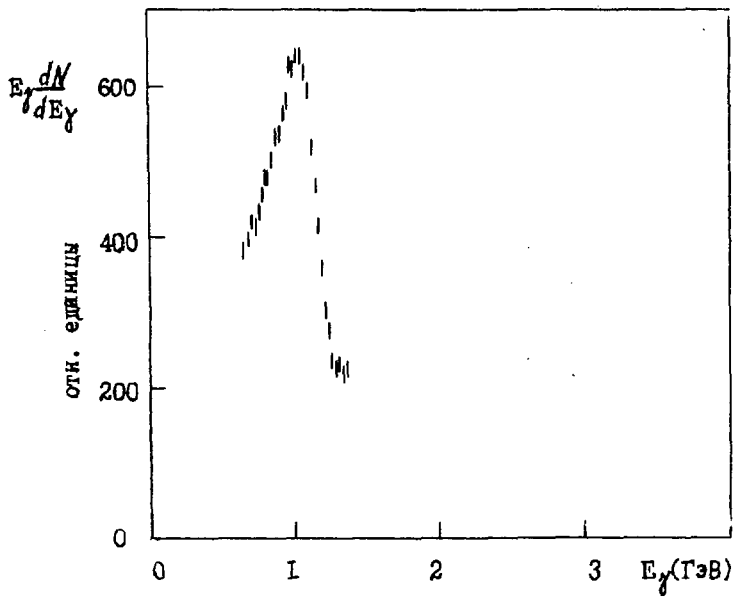


Рис. 14

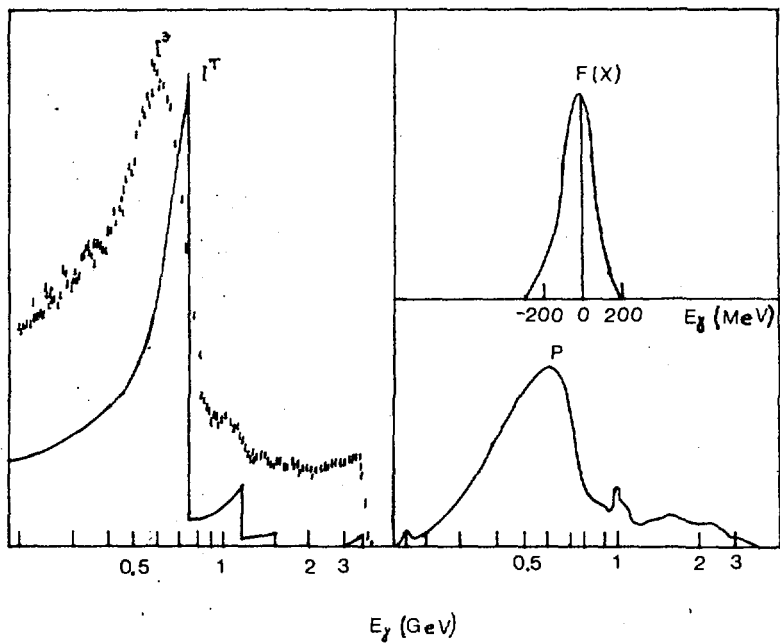


Рис. 15

Подписи к рисункам

Рис. 1 Схема экспериментальной установки

D , алмазная мишень; K₁₋₂ , коллиматоры; SM₁₋₂ , очищающие магниты; LD₂ , жидководородная мишень; Q , квантометр Вильсона; L₁₋₂ , квадрупольные линзы; PSM, BM , отклоняющие магниты; C₁₋₂ , тонкие конверторы; Pb, свинцовые конверторы; S₁₋₄, V₁₋₄, V, T, SF₁₋₅, SB, BF₁₋₆, BB₁₋₆ , сцинтилляционные счетчики; MWPC₁₋₄ , пропорциональные камеры.

Рис. 2(а,б) Блок-схема электроники MS.

Рис. 3 Время - пролетные спектры в MS на базе пролета S₁ - S₄:

а) спектр $t(S_1 - S_{41})$; б) спектр $t(S_1 - S_{41}) + t(S_1 - S_{42})$ (компенсация координатного разброса S₄ методом Шарпака). Цена канала \approx 1 нсек.

Рис. 4 Профиль одной из пропорциональных камер (MWPC₁) по x - координате в процессе наладки MS.

Рис. 5 Блок-схема электроники NS.

Рис. 6 Калибровочная кривая (канал ЭЦП - энергия электрона(МэВ)) для $\check{C}S$ с Pb - конвертором (2р.д.) на вторичном электронном пучке парного спектрометра PS-30.

Рис. 7 Блок-схема электроники $\check{C}S$.

Рис. 8 Время-пролетный спектр нейтронов в процессе $\gamma d-pn$ (кинематика $E_\gamma = 740$ МэВ, $\theta_p^{cm} = 90^\circ$). Цена канала \approx 1 нсек.

Рис. 9 Распределения события процесса $\gamma d-pn$ по столбцам NS в кинематической точке $E_\gamma = 900$ МэВ, $\theta_p^{cm} = 90^\circ$ и вклад фоновых рпх события в нижней части рисунка, скомпиллированные по выходу ррх совпадения (см. п. 5).

Рис. 10 а) Угловое распределение события по углу $(\theta_n + \theta_p)$ в процессах ${}^6Li(\gamma, pp)x$ и ${}^6Li(\gamma, pn)x$. Обозначения: (●) - рпх события, (x) - ррх события, (Δ) - ррх события после коррекции на поглощение и приведения к эквивалентному выходу фоновых рпх события.

б) Угловое распределение рпх события после субтракции фона и результаты Монте-Карло расчетов процесса фоторасщепления квазидейтрона. Кинематика: $E_\gamma = 500$ МэВ, $\theta_p^{cm} = 90^\circ$.

- Рис. 11 Угловое распределения $\gamma\mu$ -совпадений в процессе $\gamma\mu$ - $d\pi^0$ по горизонтальному проекционному углу $\Delta\theta_x = \theta_x - \theta_x^{кин}$ в фотонном плече и результаты Монте-Карло моделирования процесса.
- Рис. 12 Эффект точки (вариация числа фотонов I_γ в акцептансе установки при постоянстве интегрального потока). Представлена зависимость нормированного на I_γ выхода $\gamma\mu$ -совпадений в процессе $\gamma\mu$ - $d\pi^0$ от величины I_γ . Наличие фона от высокоэнергичной части хвоста КТИ должно проявляться в превышении выхода, определяемого максимальным I_γ .
- Рис. 13 Энергетический спектр фотонов $\gamma\mu$ -совпадений регистрируемых ливневым счетчиком $\check{C}S$ (кинематика $E_\gamma = 500$ МэВ, $\theta_\pi^{cm} = 130^\circ$).
- Рис. 14 Иллюстрация работы процедуры PEAKCOR. Энергетический спектр пиковой области спектра КТИ ($E_e = 3$ ГэВ, $E_\gamma^{пик} = 0.75$ ГэВ).
- Рис. 15 Иллюстрация работы процедуры POLARIZ. Слева показан исходный экспериментальный спектр КТИ и соответствующий ему невозмущенный теоретический спектр без аморфной составляющей. Справа вверху показан энергетический спектр функции возмущения, внизу - расчетный спектр поляризации.

Литература

1. Агабабян К.Ш., Адамян Ф.В., Аярапетян А.В. и др. Экспериментальная методика для исследования реакции фоторасщепления γ - Dg на пучке линейно-поляризованных фотонов ЕРФИ. Препринт ЕФИ-790(17)-85, Ереван, 1985.
2. Аветисян А.Э., Адамян Ф.А., Аярапетян А.В. и др. Автоматизированная установка по измерению и контролю параметров фотонного спектра КТИ на базе 30-канального парного спектрометра. Препринт ЕФИ-1325(20)-91, Ереван, 1991.
3. Акопян Г.Г., Волчинский В.Г., Вуколов В.П. и др. Автоматизированная система управления и контроля тока анализирующего магнита парного спектрометра. Препринт ЕФИ-1087(58), Ереван, 1988.
4. Электронные модули опытного производства ЛИЯФ им. Б.П.Константинова.
5. Электронные модули опытного производства ОИЯИ г. Дубна.
6. Электронные модули опытного производства ЕРФИ г.Ереван.
7. Акопян Г.Г., Волчинский В.Г., Вуколов В.П. и др. Система управления удаленным крестом КАМАК на основе устройства передачи цифровых данных по оптоволоконному кабелю "Электроника МС 4101" для автоматизации физической установки по исследованию процессов фоторождения. Препринт ЕФИ-1079(42)-88, Ереван, 1988.
8. Волчинский В.Г., Вуколов В.П., Галумян П.И. и др. Электронная аппаратура экспериментальной установки по исследованию поляризационных параметров в реакциях фоторождения на нуклонах и ядрах. Препринт ЕФИ-1088(51)-88, Ереван, 1988.
9. Абрамян Л.О., Адамян Ф.В., Акопян Г.Г. и др. 12-модульный детектор нейтронов. Препринт ЕФИ-399(6)-80, Ереван 1980.
10. Георгиев В.В. и Гладышев В.А. Режим питания ФЗУ-49Б, обеспечивающий защиту от воздействия магнитного поля Земли. ПТЭ (1980) N5, с.186.
11. Агабабян К.Ш., Мина Р.Т. Жидкодецириевая мишень. Препринт ЕФИ-340(65)-76, Ереван, 1976.

12. Audit G., Bloch A., d'Hose N. et. al. First measurement of the reaction ${}^3\text{He}(\gamma, pp)n$. Phys Lett B 227(1989) N 3,4 p. 331.
13. Kanazava M., Nomma S., Koike M. et al. (γ, p) , (γ, pn) and (γ, pp) reactions in light nuclei in the P33(1232) resonance region. Phys.Rev. C35 (1987) 1828.
14. Галумян П.И., Грабский В.О., Кордонский М.С., Франгулян Г.С. Организация программного обеспечения, сбора, контроля, накопления, и "on-line" обработки экспериментальных исследований по фоторождению на нуклонах и ядрах. Препринт ЕФИ-1181(58)-89, Ереван, 1989.
15. Галумян П.И., Грабский В.О., Франгулян Г.С. Пакет программ для наладки, тестировки и калибровки регистрирующей части экспериментальной установки по исследованию процессов фоторождения на нуклонах и ядрах. Препринт ЕФИ-1182(59)-89, Ереван, 1989.
16. Hakopian H.H., Galumian P.I., Grabski V.H. et al. An effective method for coherent bremsstrahlung polarization calculation based on the intensity spectra. Preprint EPI - 908(59) - 86, Yerevan, 1986.
17. Proc. 9-th. Int.Symp.on High Energy Spin Physics. Bonn, September 10 - 15, 1990.
18. Proc.7-th Int.Conf. on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, Paris, July 9 - 13, 1990.
19. Материалы международного рабочего совещания "Электромагнитная структура нуклонов и ядер" Нор-Амберд, 10 - 15 октября 1990, (Ереван - 1991), ВАНТ, т.40, в печати.

Рукопись поступила 20 июня 1991 г.

Ф. В. АДАМЯН, А. В. АЙРАПЕТЯН, Г. Г. АКОПЯН, А. Ю. БУШЛАТЯН,
Г. А. ВАРТАПЕТЯН, В. А. ВОЛЧИНСКИЙ, В. П. ВУКОЛОВ, П. М. ГАЛУЖЯН,
В. О. ГРАБСКИЙ, В. В. КАРАПЕТЯН, Г. В. КАРАПЕТЯН, К. С. КОРДОНСКИЙ,
Р. О. ОГАНЕЗОВ, В. К. ОЖТАНЯН, Г. С. ФРАНГУЛЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОЦЕССОВ

$\gamma d \rightarrow pn$, $\gamma^4\text{He} \rightarrow pn\alpha$, $\gamma^6\text{Li} \rightarrow pn\alpha$ И $\gamma d \rightarrow \pi^+d$

НА ЛИНЕЙНО-ПОЛЯРИЗОВАННОМ ФОТОННОМ ПУЧКЕ ЕРФН

Редактор Л. П. Мукаян

Технический редактор А. С. Абрамян

Подписано в печать II/ХП-91г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 2.0

Тираж 299 экз. Ц. 30 к.

Зак. тип. № 177

Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул. Братьев Аликханян, 2

**The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yerevan, 375036
Armenia, USSR**

ИНДЕКС 3649



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ