

Препринт ЕФН-1054(17)-88

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Г.Х.КАЗАРЯН, С.Е.ШЕЛІШЮСЯՆ, В.Г.ХАЧАТРЯՆ

ФОТОРОЖДЕНИЕ  $\eta^0$ -МЕЗОНОВ В ОКОЛОПороГОВОЙ  
ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ  
 $\gamma$ -КВАНТАМИ

ЦНИИАтоминформ  
ЕРЕВАН—1988

Վ.Գ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Գ.Խ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ս.Ե. ՓԻԼԻՊՈՍՅԱՆ

Պ<sup>0</sup>-ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՓՈՏՈԾՆՈՒՄԸ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ Կ-ՔՎԱՆՏՆԵՐՈՎ  
ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՄԵՐՉՇԵՄԱՑԻՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

$E_{\gamma} = 0,7-0,9$  ԳէՎ տիրույթում պրոտոնի և դեյտրոնի վրա Պ<sup>0</sup>-Ֆոտո-  
ծնման կտրվածքի  $\Sigma$  անհամաչափության չափումը թույլ կտա  
 $S_{11}/1540/$  ռեզոնանսի գերիշխող ներդրման Փոնի վրա բացահայտել  
նուկլեոնային  $\mathcal{D}_{13}/1520/$  և  $P_{13}/1540/$  ռեզոնանսների նույնիսկ  
ոչ մեծ ներդրումները: Այդ տվյալները կարող են բացահայտել ուսում-  
նասիրվող փոխազդեցության համար ստացված որոշ փորձարարական տվյալ-  
ների անբնականոնությունը: Փորձի առաջարկվող նախագծում օգտագործ-  
ված է բավականին պարզ սարքավորում: Պ<sup>0</sup>-մեզոնի նույնացումն իմ-  
պուլսի  $P\eta^0 = 200-400$  ՄէՎ/Շ տիրույթում իրազդրծվում է տրոհում-  
ից առաջացող Ֆոտոնների անհամաչափ զույգի զրանցմամբ: Բերված են  
պրոտոնի վրա Պ<sup>0</sup>-մեզոնների Ֆոտոծնման կտրվածքի  $\Sigma$  անհամաչափու-  
թյան համար իզոբար մոդելի կանխազուշակումները, ինչպես նաև՝ ամենա-  
կարևոր կինեմատիկական մեծությունների ու նրանց փոխկախվածություն-  
ների բաշխումները:

Երևանի Փիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1988



G.Kh. KAZARIAN, V.G. KHACHATRIAN, S.E. PILOSSIAN

$\eta^0$ -MESON PHOTOPRODUCTION BY POLARIZED  $\gamma$ -QUANTA  
IN THE PARATHRESHOLD ENERGY RANGE

The measurement of the cross-section asymmetry  $\Sigma$  of  $\eta^0$ -meson photoproduction on proton and deuteron in the energy range of  $E_\gamma = 0.7-0.9$  GeV will allow to reveal even minute contributions of the nucleon resonances  $D_{13}(1530)$  and  $P_{13}(1540)$  against the background of the predominant contribution of the resonance  $S_{11}(1540)$ . These data can explain the anomalous character of some experimental data on the process under consideration. In the proposed experimental project a rather simple apparatus is used. Identification of the  $\eta^0$ -meson within  $P_{\eta^0} = 200-400$  MeV/c is realized by detection of an asymmetric pair of decay photons. Predictions of an isobar model for the cross section asymmetry  $\Sigma$  of  $\eta^0$ -meson photoproduction on the proton as well as the distributions of the most important kinematic values and their correlations are given.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1988

УДК 539.172.3:539.126

Г.Х.КАЗАРЯН, С.Е.ПИЛИПОСЯН, В.Г.ХАЧАТРЯН

ФОТОРОЖДЕНИЕ  $\eta^0$ -МЕЗОНОВ В ОКОЛОПОРОВОЙ ОБЛАСТИ  
ЭНЕРГИИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ  $\gamma$ -КВАНТАМИ

Измерения асимметрии сечения  $\Sigma$   $\eta^0$ -фоторождения на протоне и дейтроне в области энергии  $E_\gamma = 0,7 - 0,9$  ГэВ позволят выявить даже небольшие вклады нуклонных резонансов  $D_{13}(I520)$  и  $P_{13}(I540)$  на фоне преобладающего вклада резонанса  $S_{11}(I540)$ . Эти данные помогут выяснить аномальный характер некоторых экспериментальных данных по исследуемому процессу. В предлагаемом проекте эксперимента использована довольно простая аппаратура. Идентификация  $\eta^0$ -мезона в интервале импульса  $P_{\eta^0} = 200 - 400$  МэВ/с осуществляется регистрацией асимметричной пары распадных фотонов. Приводятся предсказания изобарной модели для асимметрии сечения  $\Sigma$  фотообразования  $\eta^0$ -мезонов на протоне, а также распределения наиболее важных кинематических величин и их корреляций.

Ереванский физический институт

Ереван 1986

При изучении свойств различных резонансов в процессах фотообразования мезонов на нуклонах путем сравнения экспериментальных данных с предсказаниями, полученными в рамках различных теоретических представлений, наряду с другими, очень информативными оказываются экспериментальные данные по асимметрии сечения  $\Sigma$  изучаемого процесса.

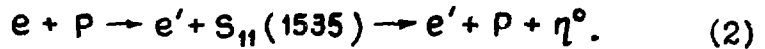
Реакция фоторождения  $\eta^0$ -мезонов на водороде



мало изучена по сравнению с процессами фотообразования  $\pi$ -мезонов. Измерено в основном дифференциальное сечение процесса. На рис. I приведены мировые данные по  $\eta^0$ -фоторождению. Интерес к процессу фотообразования  $\eta^0$ -мезонов (как реальными, так и виртуальными фотонами) обусловлен тем, что он является чистым каналом для изучения фотовозбуждения нуклонных резонансов с изоспином  $I = I/2$ .

В пороговой области энергии процесс фоторождения  $\eta^0$ -мезонов, как принято считать [1], осуществляется в основном (~ 90 %) фотовозбуждением резонанса  $S_{II}(1535)$  в промежуточном

состоянии. Последнее обстоятельство используется для изучения формфактора перехода протона в  $S_{II}(I535)$  в процессах электророжения  $\eta^0$ -мезонов в соответствующей кинематической области. Данные, полученные в работе [2], находятся в хорошем согласии с предсказаниями кварковой модели [3], позволяющей рассчитать матричные элементы перехода для реакции



Экспериментальные данные, полученные в работе [4], показали, что в области резонанса  $S_{II}(I535)$  при  $0,4 \leq k^2 \leq 1,0$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> в  $\eta^0$ -электророжении (2) доминирует поперечная часть дифференциального сечения  $(d\sigma/d\Omega_{\eta}^*)_{T}$ .

Еще в 1969 году Р.А.Андерсон и Р.Препост [5] измерили дифференциальное сечение когерентного фоторождения  $\eta^0$ -мезонов на дейтерии



в околороговой области энергии  $E_{\gamma} = 660 - 780$  МэВ и при  $\vartheta_{\eta^0}^{сцм} = 90^{\circ}$ , желая определить изоспиновые характеристики амплитуды фотовозбуждения резонанса  $S_{II}(I535)$ . Анализируя полученные результаты, они пришли к выводу, что изоскалярная часть амплитуды фотовозбуждения резонанса  $S_{II}(I535)$  намного больше изовекторной части  $A_{1/2}^{IS}(S_{II}) \gg A_{1/2}^{IV}(S_{II})$ . Поскольку феноменологический анализ существующих экспериментальных данных [6] и кварковая модель предсказывает  $A_{1/2}^{IS}(S_{II}) \ll A_{1/2}^{IV}(S_{II})$ , то полученный результат был неожиданным.

Действительно, изоспин конечного состояния в реакции (3)

равен нулю, следовательно, она должна быть обусловлена в основном изоскалярной компонентой амплитуды фотовозбуждения  $S_{II}(I535)$  резонанса  $A_{1/2}^{IS}(S_{II})$ . Но поскольку в амплитуде фотовозбуждения  $S_{II}(I535)$  должна преобладать изовекторная часть  $A_{1/2}^{IV}(S_{II})$ , то реакция (3) вообще не должна осуществляться. Однако реакция (3) происходит. Её сечение (изоскалярное) имеет форму резонанса и с учетом структурной функции (эффективного форм-фактора) дейтрона в пределах ошибок равняется сечению процесса (I) при  $\vartheta_{\eta^0}^{сум} = 90^\circ$  около порога. Примечательно, что спад изоскалярного сечения происходит гораздо быстрее, чем спад резонансного пика полного сечения, обусловленного, как уже было отмечено, резонансом  $S_{II}(I535)$ . Ширина и среднее значение изоскалярного пика очень похожи на  $\mathcal{D}_{I3}(I520)$  или  $P_{II}(I440)$ . Но состояние  $\mathcal{D}_{I3}(I520)$  имеет малую связь с изоскалярным фотоном и малую  $\eta^0 N$ -ширину. Данные других авторов по асимметрии сечения вперед-назад  $\eta^0$ -фоторождения, по величине отношения  $R(\eta^0 n / \eta^0 p)$  [7] и по поляризации  $P$  протона отдачи [8, 9], полученные в соответствующей кинематической области для своего описания, не требуют хоть какого-нибудь значительного вклада состояния  $P_{II}(I440)$ . Объём и точности экспериментальных данных не позволили авторам [7-9] с удовлетворительной достоверностью определить также присутствие состояний  $S_{II}(I710)$  и  $\mathcal{D}_{I3}(I520)$  в области энергии  $E_\gamma = 0,8 - 1,1$  ГэВ.

Доннаки [10], анализируя противоречивые экспериментальные данные в  $\eta^0$ - и  $K$ -фоторождении, а также результаты ряда теоретических работ в 1972 году пришел к заключению, что ряд

резонансов, не встречающихся в пион-нуклонных рассеяниях из-за малой  $\pi N$ -ширины, дают вклад в фоторождение  $\eta^0$ - и  $K$ -мезонов. С помощью этих "заблужденных" резонансов  $P_{II}$  и  $P_{I3}$  ему удалось сгладить имеющиеся противоречия между экспериментальными данными в  $\eta^0$ - и  $K$ -фоторождении. Согласно результатам работы [10] даже на пороге реакции (1) необходим учет вклада состояния  $P_{I3}$ . Но, как отмечает сам Доннаки, ему так и не удалось выяснить роль роперовского резонанса  $P_{II}(I440)$  в  $\eta^0$ -фоторождении.

В 1979 г. авторы работы [11] провели более детальный анализ механизма реакции (3) с тем, чтобы лучше понять её "аномальную" природу. Они рассчитали сечение процесса (3), используя резонансную модель, включая состояния  $S_{II}(I535)$  и  $P_{II}(I440)$ . К слагаемым импульсного приближения они добавили также вклад перерассеяний в ядре дейтерия. Авторы утверждают, что эффект распространения перерассеяния  $\eta^0$ -мезона играет доминирующую роль. Это позволило им описать экспериментальные данные по когерентному  $\eta^0$ -фоторождению на дейтроне, не вводя слишком большую изоскалярную амплитуду  $A_{1/2}^{IS}(S_{II})$  фоторождения  $S_{II}(I535)$  резонанса. Другое решение - это более существенный вклад роперовского резонанса  $P_{II}(I440)$ . Уровень экспериментальных данных не позволил авторам дать предпочтение одной из этих двух возможностей.

В работе [12] Гикс Г.Р. и др. в 1973 году провели изобарный анализ процесса (1). Впервые были рассмотрены все экспериментальные данные, имеющиеся к тому времени, по изучаемому

процессу. В этой работе была достигнута хорошая подгонка ( $\chi^2/N = 0,98 - 1,3$ ) к данным по дифференциальному сечению  $d\sigma/d\Omega_{\eta^0}$ , но, к сожалению, не приводятся предсказания для поляризационных наблюдаемых величин  $\Sigma$ ,  $P$ ,  $T$ .

Сравнение результатов первых измерений величины  $\Sigma$  для реакции (I) в резонансной области энергии  $E_{\gamma} = 1,35 - 1,8$  ГэВ при угле вылета  $\eta^0$ -мезона  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сум}} = 45^\circ$ , проведенные в 1980 г. [13], показали, что энергетическая зависимость асимметрии сечения  $\Sigma$  не описывается ни одним из подгоночных решений (A1, B1, C1, A2, B2, C2) работы [12]. Тем не менее наблюдается удовлетворительное согласие между экспериментально измеренной угловой зависимостью  $\Sigma$  и предсказанием решения типа C2 при  $E_{\gamma} = 1,8$  ГэВ.

В создавшейся ситуации, для дальнейшего изучения процесса фоторождения  $\eta^0$ -мезонов как на водороде, так и на дейтерии, очень актуальными являются измерения, которые позволили бы обнаружить даже небольшие вклады резонансов со спином  $J > 1/2$  в пороговой (и околопороговой) области энергии изучаемого процесса. Такими, именно, являются данные по асимметрии сечения  $\Sigma$ . Есть все основания полагать, что экспериментальные данные асимметрии сечения  $\Sigma$  в околопороговой области энергии процессов фоторождения  $\eta^0$ -мезона на водороде и на дейтерии позволят получить определенную информацию о вкладе резонансов  $\rho_{13}(1520)$  и  $P_{13}(1540)$ . Отметим, что резонанс  $P_{13}(1540)$  является единственным практически неизученным состоянием в первой десятке нуклонных резонансов с изоспином  $I = 1/2$  [14].

На рис.2 приведены предсказания для угловой зависимости величины  $\Sigma$  при трех значениях энергии  $E_\gamma = 0,8; 0,85; 0,90$  ГэВ в реакции (I) и энергетической зависимости асимметрии решения  $\Sigma$  в области  $E_\gamma = 0,71 - 1,45$  ГэВ при трех значениях угла  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сцм}} = 80^\circ; 95^\circ; 110^\circ$ . Предсказания получены [13] в соответствии со значениями подгоночных параметров решения  $C1$  ( $\chi^2/N = 0,98$ ) изобарной модели [12]. В решении  $C1$  авторы использовали "заблуждённые" резонансы  $P_{11}$  и  $P_{13}$ , введенные Доннаки. Как видно из рис.2а, это сильно отразилось на предсказуемое значение асимметрии  $\Sigma$  в окрестности  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сцм}} = 90^\circ$  и практически не изменило значения дифференциального сечения  $d\sigma/d\Omega_{\eta^0}^*$  на рис.3б. Привлекает внимание также то, что в околороговой области  $E_\gamma = 0,75 - 0,90$  ГэВ предсказываемое значение  $\Sigma$  довольно сильно зависит от энергии  $E_\gamma$ , но практически не меняется с изменением  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сцм}}$  в интервале  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сцм}} = 70 - 110^\circ$  (рис.2 б). Следовательно, на эксперименте более важно обеспечить хорошее разрешение по энергии налетающих фотонов, чем по углу рождения  $\eta^0$ -мезонов  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сцм}}$ .

На рис.4 и 5 приведены кинематические зависимости  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{nc}}$ ,  $\vartheta_{p,d}^{\text{nc}}$ ;  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{nc}}$ ,  $P_{\eta^0}^{\text{nc}}$ ;  $\vartheta_{p,d}^{\text{nc}}$ ,  $T_{p,d}^{\text{nc}}$  для реакции (I) и (3), соответственно. Заштрихованная область на рис.4 определена условиями  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{nc}} = 20 - 55^\circ$ ;  $\vartheta_p^{\text{nc}} = 15 - 25^\circ$ ;  $P_{\eta^0}^{\text{nc}} = 250 - 400$  МэВ/с;  $T_p^{\text{nc}} = 80 - 280$  МэВ. Выделенная на рис.5 кинематическая область соответствует ограничениям  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{nc}} = 40 - 88^\circ$ ;  $\vartheta_d^{\text{nc}} = 15 - 28^\circ$ ;  $P_{\eta^0}^{\text{nc}} = 180 - 360$  МэВ/с;  $T_d^{\text{nc}} = 70 - 150$  МэВ и  $E_\gamma < 725$  МэВ (согласно работе [5] сечение реакции (3) уже при  $E_\gamma = 715$  МэВ падает к нулю).

В экспериментах по измерению асимметрии сечения  $\Sigma$  возникают дополнительные трудности при идентификации реакций (1) и (3) из-за высокоэнергетического конца когерентного тормозного спектра фотонов. Для исключения очень интенсивного (по отношению к эффекту) фона, вызванного неполяризованными фотонами высокоэнергетической части спектра, необходимо идентифицировать обе частицы в конечном состоянии и определить вектора их импульсов, а иногда, вместе с этим, провести измерения фона вне кинематической области исследуемой двухчастичной реакции [15].

Для идентификации протонов и дейтронов отдачи в приведенной кинематической области реакций (1) и (3) удобно применять регистрирующую систему, измеряющую пробег, удельные энергетические потери и время пролета. Идентификация  $\eta^0$ -мезонов с разумной эффективностью в интервале импульсов  $P_{\eta^0}^{nc} = 200 - 400$  МэВ/с является более сложной задачей. С уменьшением импульса  $P_{\eta^0}^{nc}$  традиционный способ регистрации симметричной пары фотонов из распада  $\eta^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  в плоскости, перпендикулярной к плоскости изучаемой двухчастичной реакции, теряет свои преимущества и становится неэффективным и технически неудобным; уже при импульсе  $P_{\eta^0}^{nc} = 400$  МэВ/с минимальный угол разлета  $\psi_{\gamma\gamma}^{min} = 107,8^\circ$ .

Нами были изучены возможности регистрации асимметричной пары фотонов из распада  $\eta^0$ -мезона  $\eta^0 \rightarrow \gamma_0 + \gamma_x$  и протонов отдачи в совпадении, для идентификации реакции (1) в случае когерентного тормозного спектра фотонов. В сущности, в предельном случае  $P_{\eta^0} \rightarrow 0$ , когда минимальный угол разлета  $\psi_{\gamma\gamma}^{min} \rightarrow 180^\circ$  и все пары фотонов практически являются симметричными, разница

этих двух способов регистрации заключается только в расположении счетчиков. Здесь же речь идет о некоторой области значений импульса  $P_{\eta^0}$ , когда величина  $P_{\eta^0}$  достаточно мала для того, чтобы энергии вперед летящих ( $\chi_0$ ) и соответственно назад летящих ( $\chi_{\pi}$ ) фотонов, а также занимаемые ими телесные углы, сильно не отличались, и недостаточно велика, чтобы решающую роль сыграл пик при  $\Psi_{\chi\chi}^{\text{мин}}$  в распределении по углам разлета. В интересующей нас кинематической области реакций (I) и (3)  $P_{\eta^0}^{lc} = 200 - 400 \text{ МэВ/с}$ , что соответствует приведенным выше требованиям.

Результаты расчетов проведенных методом Монте-Карло и их сравнение с соответствующими экспериментальными распределениями, полученными в близких кинематических условиях [13,15], показали, что с помощью довольно простой экспериментальной установки можно идентифицировать реакцию (I), обеспечивая при этом неплохое разрешение ( $\delta = 15 - 25 \text{ МэВ}$ ) по энергии фотонов используемого поляризованного тормозного  $\chi$ -пучка.

Для получения энергетической зависимости эффективности регистрирующей установки (рис.6) при различных кинематических ситуациях разыгрывался равномерный энергетический спектр налетающих фотонов в интервале  $E_{\chi} = 0,7 - 2,7 \text{ ГэВ}$ . На рис.7 представлено двухмерное распределение полученных в этом случае монте-карло-событий из реакции (I) по полярному углу протона отдачи и по энергии налетающих фотонов. Поскольку акт взаимодействия происходит в протяженной жидководородной мишени на рис.7, вместо полярного угла  $\vartheta_p^{lc}$  приведена координата  $X$  точки попа-

дания протона отдачи на координатную плоскость коллимационного окна, расположенного под соответствующим углом, на расстоянии 100 см от центра мишени. Область взаимодействия в мишени имела форму цилиндра диаметром 1 см и высотой 10 см по направлению  $\gamma$ -пучка. Но как видно из рис.7, эффективность установки, настроенной на энергию налетающих фотонов  $E_\gamma = 0,75$  ГэВ, имеет ненулевое значение даже при  $E_\gamma = 2,7$  ГэВ. Чтобы избавиться от вклада высокоэнергетической части спектра налетающих фотонов, необходимо соответствующим образом коллимировать протоны отдачи по координате  $X$ .

В проведенных расчетах телесные углы и расположение черенковских счетчиков полного поглощения из свинцового стекла (рис.6) соответствовали регистрации  $\eta^0$ -мезонов заданного импульса и направления по асимметричной паре распадных фотонов  $\gamma_0$  и  $\gamma_\pi$  с геометрической эффективностью  $\varepsilon = 0,38\%$  (с учетом идентичности фотонов). На рис.8 приводится двухмерное распределение событий из реакции (I) по энергиям распадных фотонов  $E_{\gamma_0}$  и  $E_{\gamma_\pi}$ , соответствующее равномерному энергетическому спектру налетающих фотонов. События, в которых  $|X| \geq 26$  см, обозначены треугольниками. Распределение событий по суммарной энергии ( $E_{\gamma_0} + E_{\gamma_\pi}$ ) двух зарегистрированных фотонов с учетом энергетического разрешения черенковских счетчиков приводится на рис.9. Пунктирная гистограмма соответствует событиям, в которых  $|X| < 26$  см.

Таким образом, уменьшая размеры коллимационного окна протонов отдачи, можно получить неплохое разрешение по энергии налетающих фотонов. Основную долю фоновых событий можно исключить

для экспериментальных исследований, используя распределения событий по углам рождения  $\eta^0$ -мезона и энергии налетающих фотонов  $E_\gamma$  для двух кинематических ситуаций. В этих расчетах были использованы экспериментальные спектры когерентного тормозного излучения с соответствующими значениями  $E_\gamma^{\text{пик}}$  при  $E_p^{\text{чист}}$  = 0,6 ГэВ (рис. II) и необходимая коллимация протонов (углы  $|\chi| \leq 6$  см). Полученное энергетическое разрешение ( $\delta = 15 - 25$  МэВ) обеспечит высокую эффективную поляризацию налетающих фотонов при проведении измерений асимметрии сечения  $\Sigma$ . Несмотря на то, что коллимация протонов существенно сужает распределение событий по углу рождения  $\eta^0$ -мезона  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сцм}}$  (рис. I2), тем не менее разрешение по  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сцм}}$  остается довольно большим ( $\delta = 8 - 14^\circ$ ). Распределения событий из реакции (3) по  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сцм}}$  и  $E_\gamma$ , полученные в аналогичных условиях, показывают, что разрешение по углу  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сцм}}$  в этом случае лучше (рис. I3). Результаты расчетов показывают, что для дальнейшего улучшения разрешения по энергии налетающих фотонов и по углу рождения  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сцм}}$ , целесообразно использовать годоскопические системы для регистрации протона (дейтрона) и фотонов (лучше кристаллами NaJ или BGO) в совпадении.

В расчетах частоты ожидаемых событий принимались во внимание: интенсивность тормозного фотонного пучка ( $\approx 10^{10}$  экв.кв./с), значения дифференциального сечения процессов (I) и (3), геометрическая эффективность установки ( $\approx 1,3 \cdot 10^{-5}$ ), аппаратур-

ная эффективность регистрации событий ( $\approx 50\%$ ), парциальная вероятность регистрируемого распада ( $\eta^0 \rightarrow 2\gamma \sim 38,9\%$ ).

Для приведенных значений параметров получается  $N_{(1)}^{\text{экс.}} = 75$  соб./ч.,  $N_{(3)}^{\text{экс.}} = 5$  соб./ч.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность профессору Г.А.Вартапетяну за полезные обсуждения.

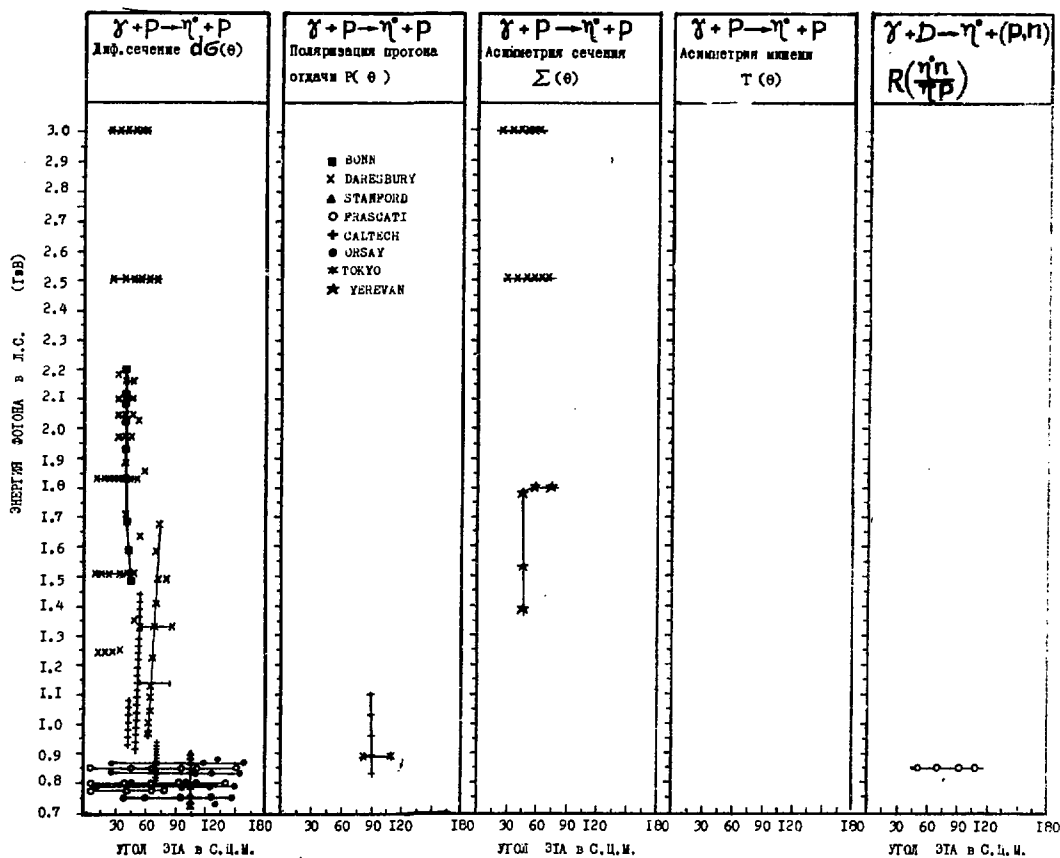
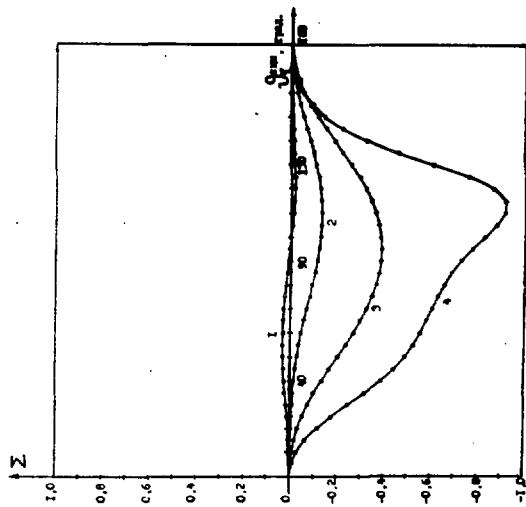
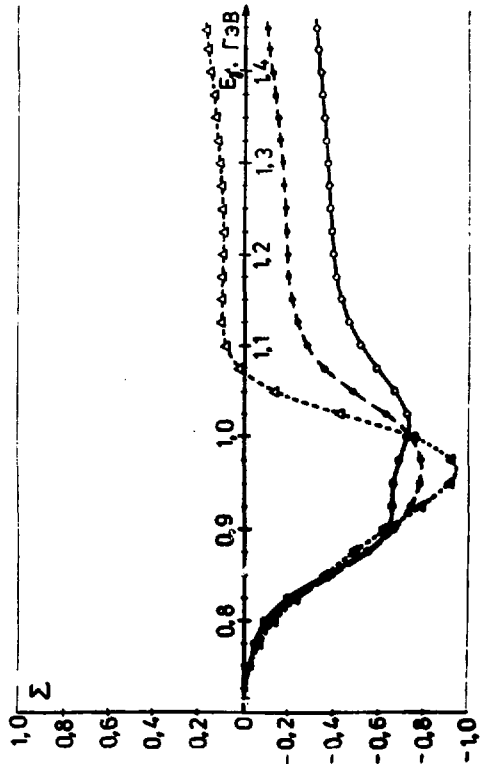


Рис. I



(a)



(б)

Рис. 2

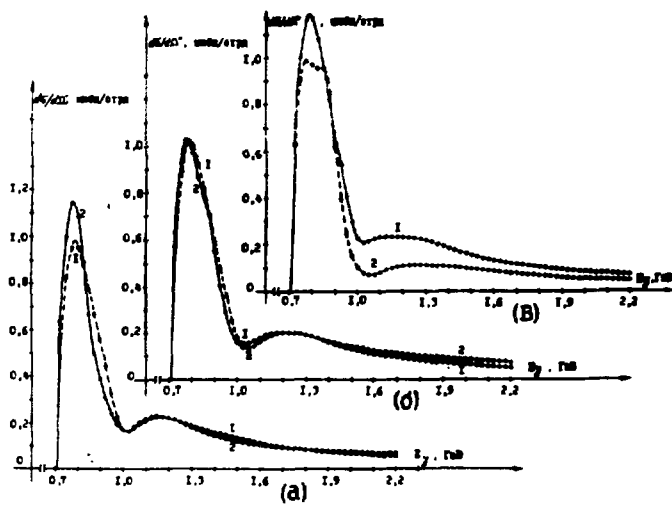
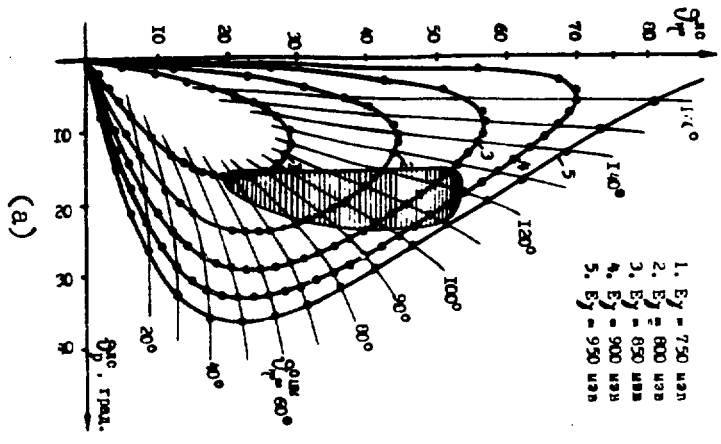
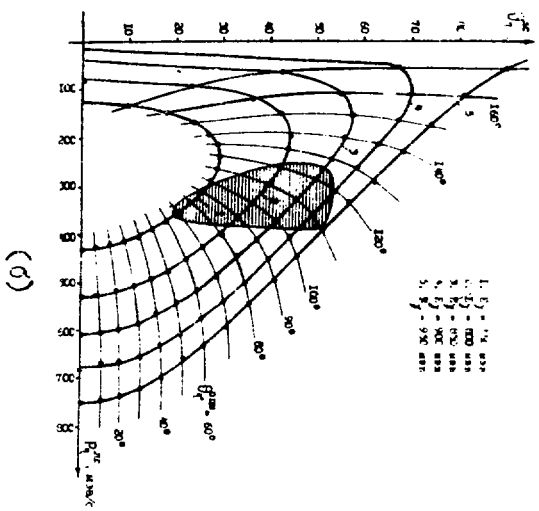


Рис. 3



- 1.  $E_\gamma = 750$  man
- 2.  $E_\gamma = 800$  man
- 3.  $E_\gamma = 850$  man
- 4.  $E_\gamma = 900$  man
- 5.  $E_\gamma = 950$  man



- 1.  $E_\gamma = 75$  man
- 2.  $E_\gamma = 80$  man
- 3.  $E_\gamma = 85$  man
- 4.  $E_\gamma = 90$  man
- 5.  $E_\gamma = 95$  man

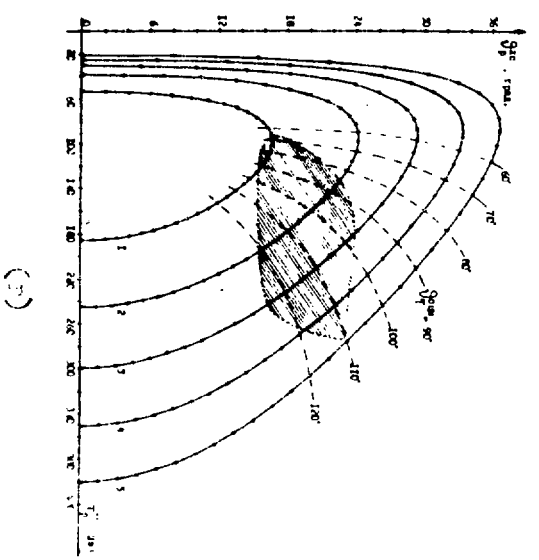
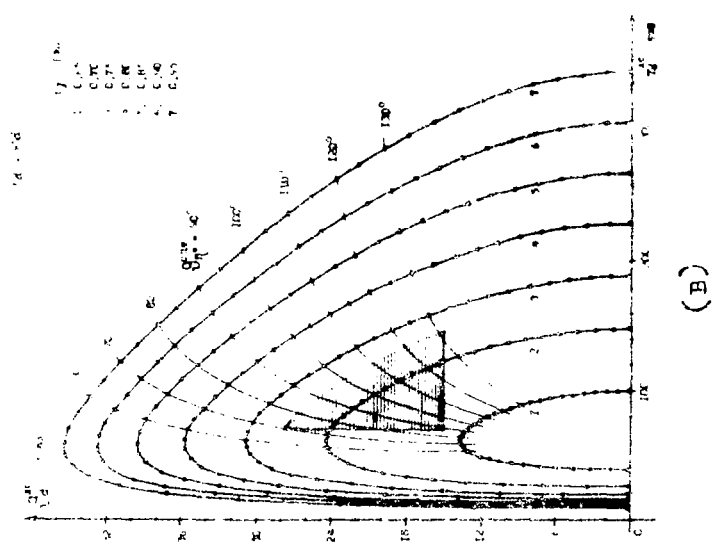
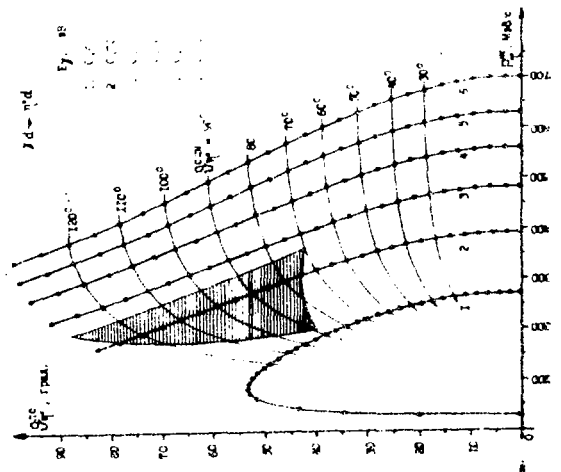


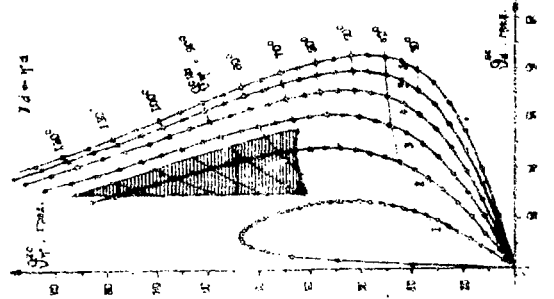
FIG. 4



(B)



(d)



(a)

FIG. 5

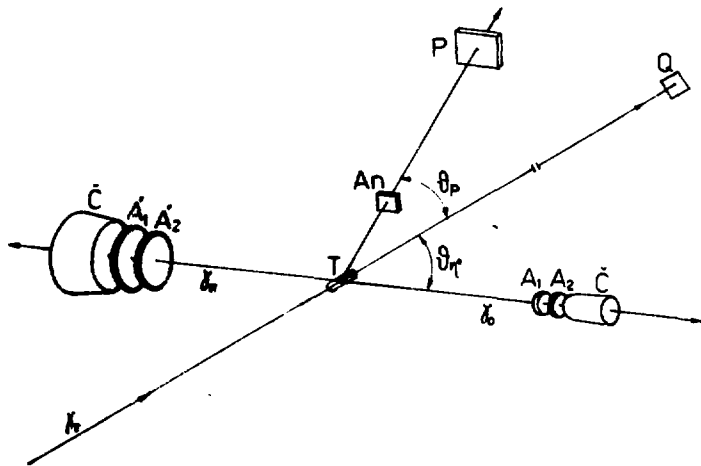


Рис. 6

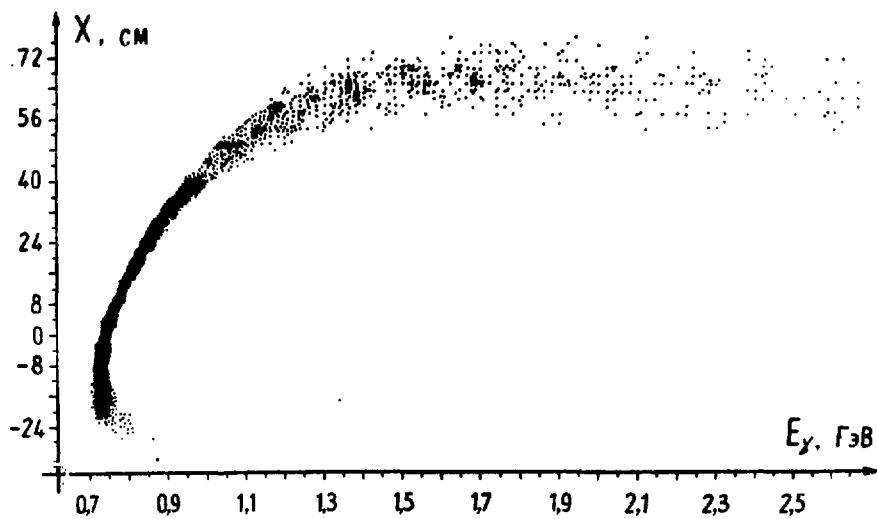


Рис. 7

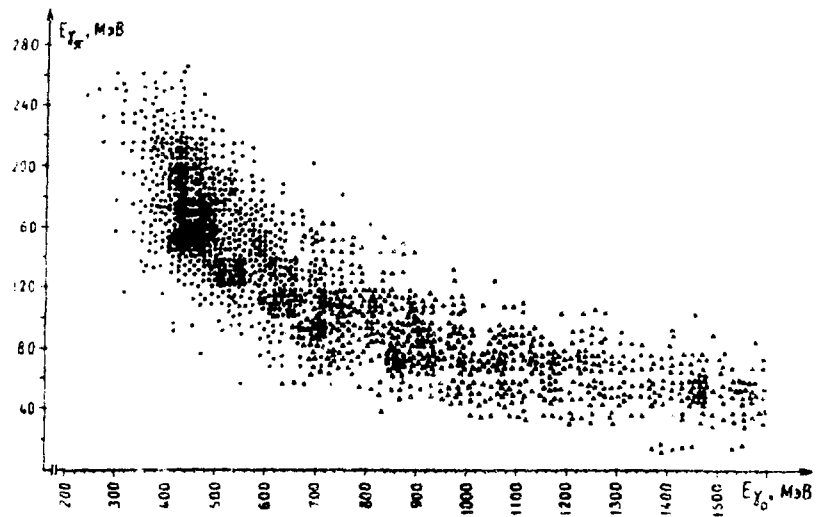


Рис. 8

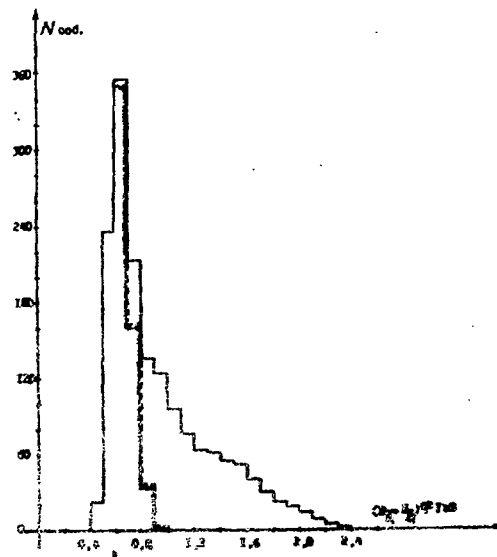


Рис. 9

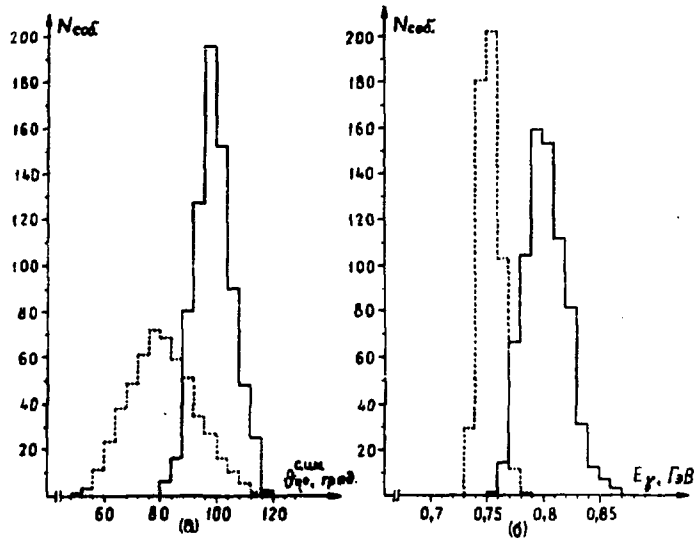


Рис. 10

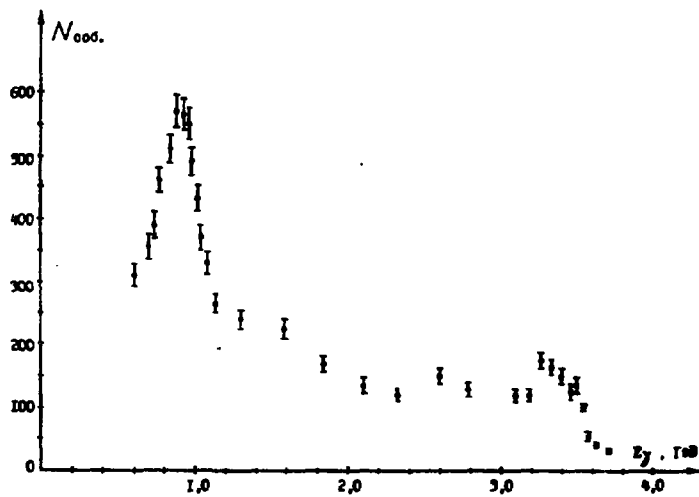


Рис. 11

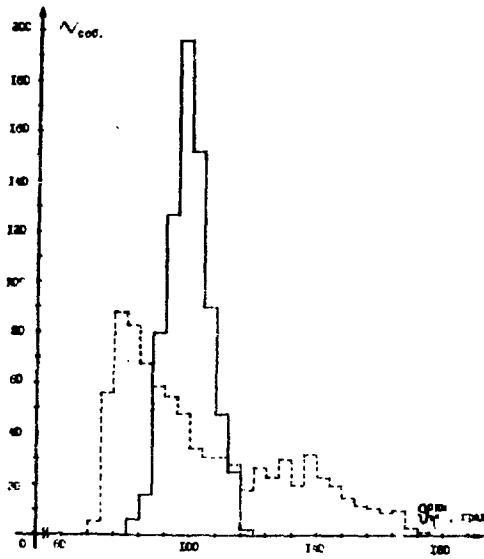


Рис. 12

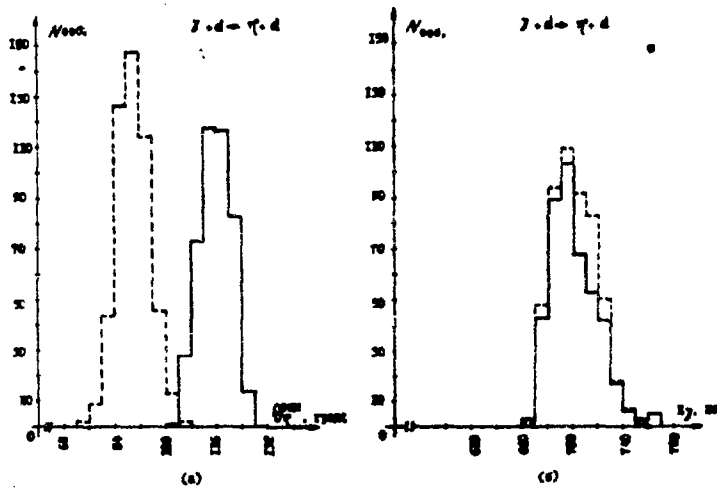


Рис. 13

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Мировые данные по  $\eta^0$ -фоторождению.
- Рис.2 Предсказания изобарной модели реакции  $\gamma P \rightarrow \eta^0 P$  для асимметрии сечения. а - угловая зависимость: 1 - для энергии  $E_\gamma = 0,85$  ГэВ (решение B1), 2; 3; 4 - для энергий  $E_\gamma = 0,8; 0,85; 0,95$  ГэВ соответственно (решение C1). б - энергетическая зависимость:  $\circ$ ;  $\bullet$ ;  $\Delta$  - для углов  $\vartheta_{\eta^0}^{сум} = 80^\circ; 95^\circ; 110^\circ$  соответственно (решение C1).
- Рис.3 Предсказания изобарной модели для энергетической зависимости дифференциального сечения  $d\sigma/d\Omega_{\eta^0}^*$  реакции  $\gamma P \rightarrow \eta^0 P$ : 1 - решение B1, 2 - решение C1. а, б, в - для углов  $\vartheta_{\eta^0}^{сум} = 45^\circ; 90^\circ; 135^\circ$ , соответственно.
- Рис.4 Зависимости кинематических величин для реакции  $\gamma P \rightarrow \eta^0 P$ : а -  $(\vartheta_{\eta^0}^{nc}, \vartheta_P^{nc})$ , б -  $(\vartheta_{\eta^0}^{nc}, P_{\eta^0}^{nc})$ , в -  $(\vartheta_P^{nc}, T_P^{nc})$ .
- Рис.5 Зависимости кинематических величин для реакции  $\gamma d \rightarrow \eta^0 d$ : а -  $(\vartheta_{\eta^0}^{nc}, \vartheta_d^{nc})$ , б -  $(\vartheta_{\eta^0}^{nc}, P_{\eta^0}^{nc})$ , в -  $(\vartheta_d^{nc}, T_d^{nc})$ .
- Рис.6 Схематический вид регистрирующей установки:  $\checkmark$  - черенковские счетчики полного поглощения из свинцового стекла,  $A_1, A_2, A'_1, A'_2$  - сцинтилляционные счетчики,  $A_n$  - апертурный счетчик, P - протонные счетчики, Q - квантометр.
- Рис.7 Двухмерное распределение Монте-карло-событий из реакции  $\gamma P \rightarrow \eta^0 P$  по энергии  $E_\gamma$  налетающих фотонов с равномерным энергетическим распределением в интервале

$E_\gamma = 0,7 - 2,7$  ГэВ и по координате  $X$  протона отдачи для кинематической ситуации  $E_\gamma = 0,75$  ГэВ,  
 $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сум}} = 80^\circ$ .

Рис.8 Двухмерное распределение монте-карло-событий из реакции  $\gamma P \rightarrow \eta^0 P$  по энергиям распадных фотонов  $E_{\gamma_0}$  и  $E_{\gamma_{\pi}}$  в случае равномерного энергетического спектра налетающих фотонов: ● - события в которых  $|X| < 26$  см.

Рис.9 Распределение монте-карло-событий из реакции  $\gamma P \rightarrow \eta^0 P$  по суммарной энергии  $E_{\gamma_0} + E_{\gamma_{\pi}}$  двух зарегистрированных фотонов в случае равномерного энергетического спектра налетающих фотонов. Пунктирная гистограмма соответствует событиям с  $|X| < 26$  см.

Рис.10 Распределение событий из реакции  $\gamma P \rightarrow \eta^0 P$  по углу рождения  $\eta^0$ -мезона  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сум}}$  - а и по энергии фотонов поляризованного тормозного  $\gamma$ -пучка - б, при коллимации протонов отдачи  $|X| < 6$  см.

Сплошная линия - кинематическая ситуация  $E_\gamma = 0,80$  ГэВ,  
 $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сум}} = 100^\circ$ .

Пунктирная линия - кинематическая ситуация  $E_\gamma = 0,75$  ГэВ,  
 $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сум}} = 80^\circ$ .

Рис.11 Типичный экспериментальный спектр когерентного тормозного излучения, измеренный парным спектрометром  $N_{\text{соб.}} \sim E_\gamma \cdot dN_\gamma / dE_\gamma$ .

Рис.12 Распределение событий из реакции  $\gamma P \rightarrow \eta^0 P$  по углу рождения  $\eta^0$ -мезона  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сум}}$  для кинематической ситуации  $E_\gamma = 0,80$  ГэВ и  $\vartheta_{\eta^0}^{\text{сум}} = 100^\circ$ .

Пунктирная линия - без коллимации протона отдачи.

Сплошная линия - при коллимации протона отдачи

$|X| < 6$  см.

Рис.13 Распределение событий из реакции  $\gamma d \rightarrow \eta^0 d$  по углу рождения  $\eta^0$ -мезона  $\vartheta_{\eta^0}^{сцм}$  - а и по энергии фотонов поляризованного тормозного  $\gamma$ -пучка - б, при коллимации дейтронов отдачи  $|X| < 6$  см.

Сплошная линия - кинематическая ситуация  $E_\gamma = 0,70$  ГэВ,  $\vartheta_{\eta^0}^{сцм} = 115^\circ$ .

Пунктирная линия - кинематическая ситуация  $E_\gamma = 0,70$  ГэВ,  $\vartheta_{\eta^0}^{сцм} = 90^\circ$ .

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Rajpai R.P. and Donnachie A. Photoproduction of Eta Mesons below 2.0 GeV on the Generalized Interference Model.- Nuclear Physics, 1969, vol.B12, N.2, p.274-280.
2. Alder J.C., Brasse F.W., Fehrenbach W. et al. Electroproduction of  $\eta^0$ -Mesons in the Region of the Resonance  $S_{11}$  (1535).- Nuclear Physics, 1975, vol.B91, p.386-398.
3. Lipas R.G. Electromagnetic Excitations of the Nucleon in a Relativistic Quark Model.- Physical Review, 1972, vol.D5, p.2849-2863.
4. Brasse F.W., Flauger W., Gayler J. et al. Separation of  $G_1$  and  $G_7$  in  $\eta^0$  Electroproduction Resonance  $S_{11}$  (1535).- Nuclear Physics, 1978, vol.B139, p.37-44.
5. Anderson P.L., Prepost R. Coherent Photoproduction of the  $\eta^0$  - Meson from Deuterium.- Physical Review Letters, 1969, vol.23, N.1, p.46-50.
6. Walker R.L. Single Pion Photoproduction in the Resonance Region. Proceedings of the 4th International Symposium Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool, 1969, p.23-41.
7. Heusch C.A. et al.- CALT-68-322(1971).
8. Heusch C.A., Prescott C.Y., Rochester L.S. et al. Recoil Proton Polarization in Eta Photoproduction.- Physical Review Letters, 1970, vol.25, N.19, p.1381-1385.
9. Ukaik K., Endo I., Yoshida K. et al. Recoil Proton Polarization and Differential Cross-Section in Eta-Meson Photoproduction at 890MeV.-J.Phys.Soc.Japan, 1974, vol.36, N.1, p.18-26.

10. Donnachie A. Apparent Anomalies in Eta-and K-Meson Photo-production and Stray Baryonic States.- Letter al Nuovo Cimento, 1972, vol.3, N.6, p.217-222.
11. Hoshi N., Hyuga H., Kubodera K. Coherent Photo- $\eta^0$  Production on the Deuteron.-Nuclear Physics, 1979, vol.A324, p.234-252.
12. Hicks H.R., Deans S.R., Jacobs D.T. et al. Isobar Analysis of  $\gamma P \rightarrow \eta^0 P$  - Physical Review, 1973, vol.7, N.9, p.2614-2626.
13. Вартапетян Г.А., Пилипосян С.Е. Измерение асимметрии сечения рождения  $\eta^0$ -мезонов поляризованными фотонами и модели фотообразования  $\eta^0$ -мезонов в области энергии  $E_\gamma = 1-2$  ГэВ. ЯФ, 1980, т.32, вып.6(12), с.1553-1559.
14. Review of Particle Properties, Physics Letters, 1986, vol.170B.
15. Пилипосян С.Е. Методы измерения физического фона и обработки экспериментальной информации в реакции  $\gamma + P \rightarrow \eta^0 + P$ . Препринт ЕФИ-345(3)-79, Ереван, 1979.

Рукопись поступила 29 февраля 1988 г.

The address for requests:  
Information Department  
Yerevan Physics Institute  
Markaryan St., 2  
Yerevan, 375036  
Armenia, USSR

**Г.Х.КАЗАРЯН, С.Е.ПИЛИПОСЯН, В.Г.ХАЧАТРЯН**

**ФОТОРОЖДЕНИЕ  $\eta^0$ -МЕЗОНОВ В ОКОЛОПОРГОВОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ**

**ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ  $\gamma$ -КВАНТАМИ**

**Редактор Л.П.Мукаян**

**Технический редактор А.С.Абрамян**

---

Подписано в печать 20/У-88г. ВФ-03128 Формат 60x84/16  
Офсетная печать. Уч. изд. л. 1,0 Тираж 299 экз. Ц. 15 к  
Зак. тип. № 251 Индекс 3624

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, Маркаряна 2

**индекс 3624**



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**