

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



K-771

12/11-74
P1 - 7840

2353/2-74

А.В.Кравцов, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов,
Е.А.Старченко, Д.М.Хазинс

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$
ПРИ ЭНЕРГИИ 276 МЭВ

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 7840

А.В.Кравцов, А.В.Купцов, Л.Л.Неменов,
Е.А.Старченко, Д.М.Хазинс

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$
ПРИ ЭНЕРГИИ 276 МЭВ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Настоящая работа была предпринята для изучения фоновых процессов, протекающих с образованием γ -квантов и сопровождающих исследование реакции обратного электророждения пионов:



/ОЭП/

При энергии $T_\pi = 276$ МэВ установка регистрировала в основном следующие процессы с образованием γ -квантов:



Реакция /1/, как это будет показано ниже, вносит наибольший вклад в величину фона, и ее изучение представляет определенный интерес для парциально-волнового анализа реакций $\pi N \rightarrow \pi \pi N$. В то же время данных о процессе /1/ при низких энергиях очень мало, в частности, в области энергий $T_\pi < 370$ МэВ надежных данных вообще нет. В связи с этим результаты измерений были проанализированы с целью определения сечения реакции /1/, хотя установка и не предназначалась специально для исследования реакции /1/.

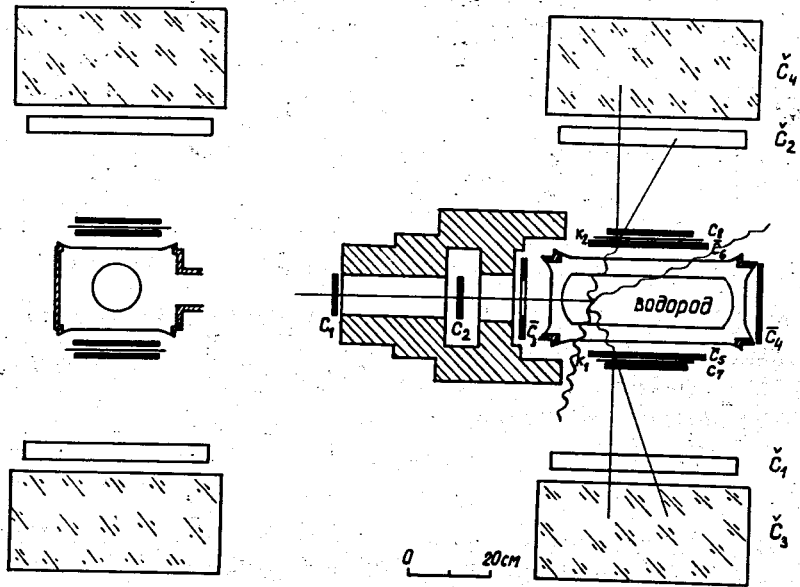


Рис. 1. Экспериментальная установка. $C_1 \div C_8$ - сцинтилляционные счетчики; \check{C}_1, \check{C}_2 - пороговые водяные черенковские счетчики; \check{C}_3, \check{C}_4 - черенковские спектрометры полного поглощения с радиаторами из стекла ТФ-1; K_1, K_2 - свинцовые конверторы толщиной 2,5 мм.

§1. Измерения

Установка для регистрации реакций /1/ ÷ /4/ представлена на рис. 1. Пионы, взаимодействующие с водородом мишени, выделялись мониторными сцинтилляционными счетчиками C_1, C_2, \bar{C}_3 и \bar{C}_4 ; γ -кванты детектировались боковыми телескопами, состоящими из сцинтилляционных счетчиков $\bar{C}_5, \bar{C}_6, C_7, C_8$, водяных черенковских счетчиков \check{C}_1, \check{C}_2 и черенковских спектрометров полного поглощения \check{C}_3 и \check{C}_4 . Между счетчиками \bar{C}_5 и C_7 / \bar{C}_6 и C_8 / были размещены свинцовые конверторы толщиной 2,5 мм. Электронной логикой выделялись события типа

$$(\bar{C}_1 \cdot C_2 \cdot \bar{C}_3 \cdot \bar{C}_4) (\bar{C}_3 \cdot C_7 \cdot \check{C}_1 \cdot \check{C}_3) \cdot (\bar{C}_6 \cdot C_8 \cdot \check{C}_2 \cdot \check{C}_4) \quad /M/$$

Аппаратура была связана с помощью стойки многомерного анализа с ЭВМ "Минск-22", которая регистрировала амплитуды импульсов сцинтилляционных счетчиков C_7, C_8 , моменты их срабатывания относительно мониторингового счетчика C_2 и энерговыделения в спектрометрах полного поглощения \check{C}_3, \check{C}_4 .

В этом эксперименте использованы детекторы, электроника и программы связи с ЭВМ, применявшиеся для исследования реакции ОЭП и подробно описанные в работах /1,2/.

Эксперимент проводился на пучке мезонного канала синхроциклотрона ОИЯИ при энергии пионов $T_\pi = 276 \pm \pm 18$ МэВ.

Было зарегистрировано $N_1 = 3603 \pm 60$ совпадений типа /M/. Фоновые измерения, приведенные к потоку пионов, пропущенному через мишень в основных измерениях, дали следующие результаты: число отсчетов без конверторов с полной мишенью $N_2 = 26 \begin{smallmatrix} +28 \\ -11 \end{smallmatrix}$; число

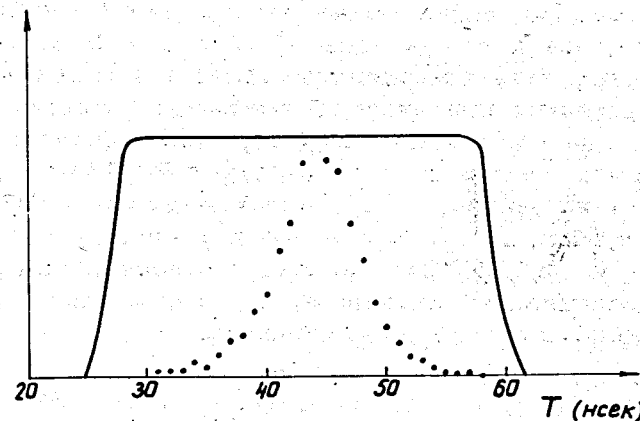


Рис. 2. Распределение временных интервалов между сигналами сцинтилляционного счетчика C_7 и мониторингового счетчика C_2 при регистрации реакций /1/ ÷ /4/. Сплошной линией показана кривая временного разрешения схемы совпадений в цепи счетчика C_7 , которая ограничивает область регистрируемых значений T.

отсчетов с пустой мишенью /без водорода/, но с конверторами $N_3 = 644 \pm 47$.

Из сравнения величин N_1 и N_2 следует, что подавляющая часть регистрируемых событий обусловлена попаданием γ -квантов в оба боковых телескопа. Анализ загрузок детекторов и временного разрешения схем совпадений показывает, что вероятность случайного совпадения не превышает величины 10^{-4} . Вид временных распределений сигналов сцинтилляционных счетчиков S_7 и S_8 /рис. 2/ также согласуется с выводом об отсутствии фона случайных совпадений, который должен давать равномерное распределение отсчетов в пределах разрешения соответствующих схем совпадений.

Измеренные на опыте величины позволили определить величину, имеющую размерность сечения

$$\Delta\sigma = \frac{N}{J \cdot n \cdot \epsilon},$$

где $N = N_1 - N_2 - N_3$ - число зарегистрированных событий реакций /1/÷/4/; J - поток пионов, прошедших через водород; n - число ядер водорода на 1 см^2 ; ϵ - эффективность. При определении потока пионов учитывался состав пучка и его расходимость. Величина ϵ включает в себя просчеты электроники /2,6%/ и потери событий при внутренней или внешней конверсии γ -квантов в веществе, расположенном до счетчиков антисовпадений и в самих счетчиках антисовпадений /13%/, либо при регистрации нейтрона в счетчиках антисовпадений /~1%/.

Определенная таким образом величина $\Delta\sigma$ составляет $0,78 \pm 0,05 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ /ошибка в основном обусловлена неопределенностью состава пучка/ и связана с сечениями σ_i процессов /1/÷/4/ соотношением

$$\Delta\sigma = \sum_{i=1}^4 \eta_i \sigma_i,$$

где коэффициенты η_i есть вероятности того, что в обоих боковых телескопах γ -кванты попадают в конверторы, образуют в них электрон-позитронные пары и хотя бы один электрон /позитрон/ в каждом телескопе достигает спектрометра и дает сигнал, превышающий порог регистрации спектрометра.

§2. Моделирование эксперимента

Для моделирования реакций /1/÷/4/ использовалась программа генерации случайных событий FOWL^{/3/}, задававшая импульсы частиц в конечном состоянии и статистический вес события. Затем разыгрывались координаты точки взаимодействия в мишени в соответствии с экспериментально определенным распределением интенсивности в пучке вдоль мишени. После этого разыгрывался распад образующихся π^0 -мезонов и анализировалось попадание фотонов в конверторы. Если фотон попадал в конвертор, определялась длина пути фотона в свинце до образования электрон-позитронной пары и в выбранной таким образом точке разыгрывалось образование пары. При этом предполагалось, что направление вылета электрона и позитрона совпадает с направлением фотона, т.к. средний угол между импульсом фотона и электрона при образовании пары в ~30 раз меньше среднего угла многократного рассеяния электрона в свинцовом конверторе используемой толщины. Энергии электронов пары получались в соответствии с известными энергетическими распределениями электронов при образовании пар фотоном^{/4/}.

После розыгрыша образования пары анализировался путь каждого электрона в телескопе. При этом каждый телескоп был представлен в виде отдельных слоев вещества, и предполагалось, что путь электрона между средними плоскостями слоев представляет собой прямую линию. В средней плоскости каждого слоя вещества учитывалось многократное рассеяние и средние энергетические потери, причем многократное рассеяние описывалось 1-м членом /гауссовским/ формулы Мольер^{/5/}. Электрон считался выбывшим из розыгрыша в 3-х случаях: 1/ если его энергия становилась меньше 0,5 МэВ; 2/ если он рассеивался в заднюю полусферу; 3/ если он не попадал в следующий слой телескопа.

Если хотя бы в одном из телескопов ни один из электронов не достигал спектрометра, то такое событие отбрасывалось. Для оставшихся событий вычислялись суммарные энерговыделения в спектрометрах.

Калибровочные измерения энергетических потерь,

проведенные на пучке электронов с фильтрами из легких веществ, показали, что большая часть тормозного излучения электронов регистрируется черенковским спектрометром. Поскольку аналогичные измерения с фильтрами из тяжелых веществ отсутствовали и поскольку ясно, что тормозной фотон может не попасть в спектрометр либо, рассеявшись, потерять энергию, учет энергетических потерь электронов проводился двумя способами. В варианте моделирования А средние радиационные потери в каждом слое вещества суммировались и в том случае, если электрон попадал в спектрометр, добавлялись к энергии электрона в спектрометре. В варианте Б предполагалось, что радиационные потери электрона не регистрируются спектрометром. Ясно, что истинный результат находится между результатами, полученными в этих двух крайних предположениях.

В том случае, когда электроны попадали в оба спектрометра, вычислялся вес события, состоявший из двух множителей: вероятности конверсии фотонов и эффективности регистрации электронов в спектрометрах. Для вычисления вероятности конверсии были взяты сечения образования пар фотонами из работы ^{6/}. В том случае, если в один конвертор попадали 2 фотона, электроны от которых доходили до спектрометра, в весе события учитывалась вероятность конверсии хотя бы одного из 2-х фотонов.

При определении эффективности спектрометров использовался тот факт, что при их калибровке на пучке электронов полученные амплитудные распределения описываются распределением Пуассона с параметром

$$\bar{K} = \frac{\bar{E}}{2,6}$$

где \bar{E} - среднее энерговыделение в спектрометре. С учетом этого обстоятельства исходное энерговыделение в спектрометре E_0 использовалось для генерации случайного числа K , распределенного по закону Пуассона с параметром $E_0/2,6$, и величина $E=2,6K$ считалась зарегистрированным энерговыделением. Эффективность регистрации при моделировании принималась равной единице, если энерговыделение E было выше порогового значения

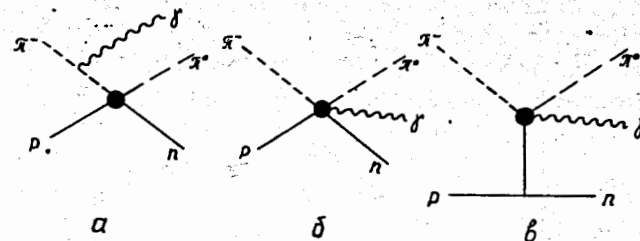


Рис. 3. Диаграммы, использованные для описания реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \gamma n$.

E_{π} и нулю, если $E < E_{\pi}$. Пороги E_{π} были определены из экспериментальной зависимости эффективности спектрометров от энергии и оказались равными 3 и 5 МэВ для двух спектрометров соответственно. Неточность в определении величин E_{π} была учтена тем, что моделирование проводилось как с экспериментальными порогами E_{π} , так и с порогами, сдвинутыми одновременно в обоих спектрометрах на ± 3 МэВ. Связанная с этим разница в сечениях была включена в ошибку результата.

Анализ пути электронов для реакции /4/ проводился только в том случае, если заряженные частицы (π^- , p) не попадали в счетчики антисовпадений C_4 , C_5 и C_6 . Матричный элемент этой реакции принимался равным 1, т.к. даже при энергии 340 МэВ энергетические и угловые распределения в этой реакции мало отличаются от статистических ^{7/}. Полное сечение этой реакции $\sigma_4 = /0,04 \pm 0,01/$ мбарн было определено интерполяцией ^{8/}.

В матричный элемент реакции /3/ дают вклад диаграммы "а" и "б", изображенные на рис. 3. Диаграмма "а" вычислялась в соответствии с работой ^{9/}, а диаграмма "б" приближенно аппроксимировалась диаграммой "в", вычисленной в работах ^{10/}, квадрат амплитуды процесса $\pi\pi \rightarrow \pi\gamma$ аппроксимировался константой $C_{\gamma 3\pi}^2 = 0,9 \pm 0,5$ ^{11/}. Допустимость такой аппроксимации следует из работы ^{12/}, в которой показано, что модель, учитывающая диаграммы "а" и "в", а также тормозное излучение конечного пиона, хорошо описывает спектр фотонов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \gamma p$ при энергии 340 МэВ.

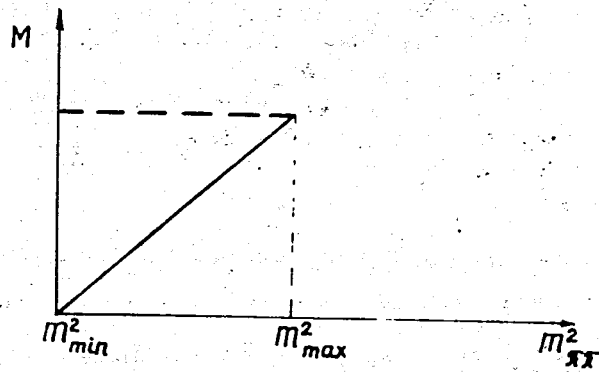


Рис. 4. Матричные элементы, использованные при моделировании реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$. ----- M_1 ; ———— M_2 .

Для вычисления матричного элемента и полного сечения реакции перезарядки /2/ использовались приведенные в работе /13/ коэффициенты разложения дифференциального сечения этой реакции по полиномам Лежандра.

Реакция /1/ моделировалась с двумя матричными элементами. Один из них принимался равным 1, другой, имитировавший "кирцевскую" аномалию в спектре масс $\pi\pi$ -системы /14,15/, был пропорционален $m_{\pi\pi}^2$ /рис. 4/.

§3. Вычисление сечения реакции /1/

Эффективности η_i регистрации событий i -й реакции вычислялись при моделировании как отношение веса зарегистрированных событий к весу всех событий, разыгранных в мишени. С помощью известных сечений реакций /2/ ÷ /4/ были определены вклады каждой реакции в экспериментальную величину $\Delta\sigma$ и затем - сечение реакции /1/.

Расчеты при разных предположениях о регистрации радиационных потерь электронов в спектрометрах дали заметно отличающиеся результаты, что особенно про-

явилось в энергетических спектрах черенковских спектрометров /рис. 5/. Значения сечений реакции /1/, полученные в этих крайних предположениях, получились равными $\sigma_1 = 0,23$ мбарн /потери регистрируются полностью/ и $\sigma_1 = 0,30$ мбарн /потери не регистрируются/.

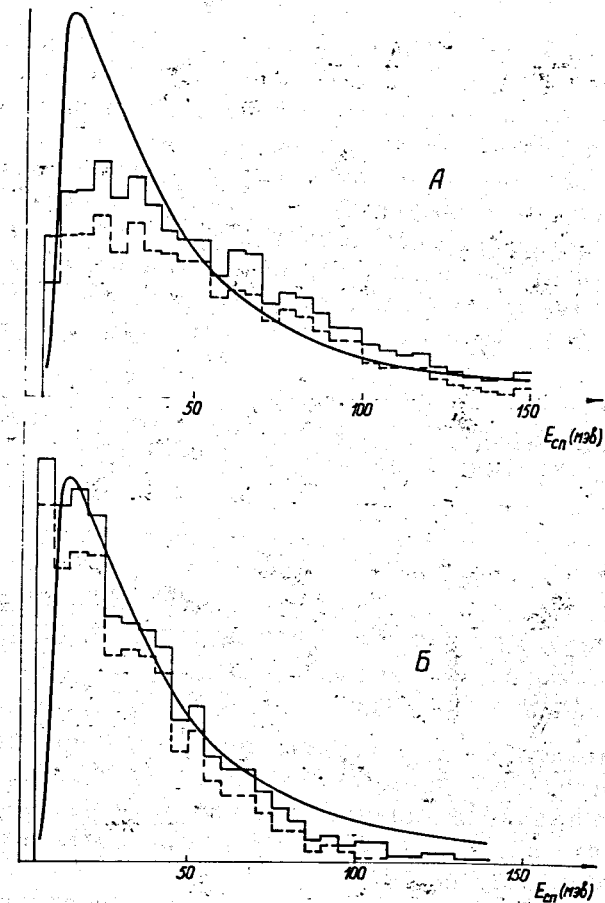


Рис. 5. Распределение по энергвыделению в черенковском спектрометре. Сплошная кривая - эксперимент. Сплошная гистограмма - результат моделирования. Пунктирная гистограмма - распределение для реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 p$. А - радиационные потери не регистрируются. Б - радиационные потери регистрируются.

Удовлетворительное согласие с экспериментальным энергетическим распределением получается, если расчетные спектры А и Б усреднить. Поэтому в качестве оценки сечения реакции /1/ была принята величина

$$\sigma_1 = /0,27 \pm 0,07/ \text{ мбарн.}$$

Наибольшую ошибку в определение сечения σ_1 вносят неопределенности в порогах спектрометров и в учете радиационных потерь, которые могут приводить к смещениям сечения σ_1 на величины $\Delta_1 = \pm 0,06$ мбарн и $\Delta_2 = \pm 0,035$ мбарн соответственно. Приведенная ошибка составлена по формуле $\Delta = \sqrt{\Delta_1^2 + \Delta_2^2}$. Ошибки измерения экспериментальной величины $\Delta\sigma$ и неопределенности в сечениях реакций /2/ ÷ /4/ сравнительно малы. Последнее обусловлено преобладающим вкладом реакции /1/ в регистрируемую статистику, что видно из таблицы.

Таблица

Вклады реакций /1/ ÷ /4/ в статистику. /Результаты усреднены по вариантам А и Б/

Реакция	$\pi^0\pi^0\pi$	$\pi^0\pi$	$\pi^0\gamma\pi$	$\pi^0\pi^-\rho$
			рис. 3а	рис. 3б
Вклад /в %/	76	3	11	8
				2

Приведенные результаты получены в предположении, что матричный элемент реакции /1/ есть константа. Предположение о линейной зависимости матричного элемента от $m_{\pi\pi}^2$ приводит к уменьшению оценки сечения реакции /1/ на 10%.

Анализ ошибок показывает, что существенного увеличения точности можно достигнуть, если уменьшить количество вещества между мишенью и спектрометрами и более точно измерять пороги спектрометров.

Полученная величина сечения реакции /1/ не противоречит результатам работы /8/, где с помощью интер-

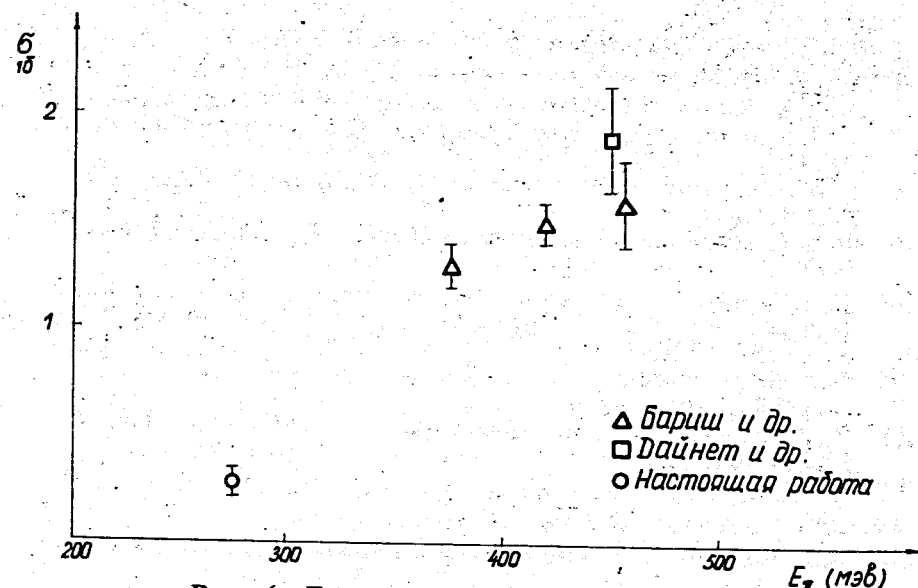


Рис. 6. Данные по сечению реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^- n$.

поляции изотопических амплитуд реакций $\pi N \rightarrow \pi \pi N$ было получено значение $\sigma_1 / 290 \text{ МэВ} = 0,35$ мбарн. Сводка экспериментальных данных по полным сечениям реакции /1/ для энергий до 500 МэВ приведена на рис. 6.

В заключение авторы выражают свою признательность А.В.Демьянову, Г.Г.Мкртчяну, Г.И.Смирнову и А.Г.Федунову за помощь при измерениях.

Литература

1. С.Ф.Бережнев, А.В.Демьянов, А.В.Купцов и др. Сообщение ОИЯИ, 13-6192, Дубна, 1971.
2. А.В.Купцов, С.В.Медведь, Г.Г.Мкртчян и др. Сообщение ОИЯИ, 13-6275, Дубна, 1972.
3. F.James, W. 505 FOWL CERN Program Library; F.James. Preprint CERN, 68-15 (1968).

4. H.A. Bethe, W. Heitler. *Proc. Roy. Soc.*, A146, 83 (1934).
5. G. Moliere. *Zs. f. Naturforsch.*, 3a, 78 (1948).
6. J.H. Hubbell. *Photo Total Cross Sections, NSRDS-NBS29 (August, 1969)*.
7. Т.Д.Блохинцева, А.В.Кравцов, С.Г.Шерман и др. *ЯФ*, 12, 101 /1970/.
8. М.М.Макаров, Г.З.Обрант, В.В.Саранцев. *ЯФ*, 17, 170 /1973/.
9. Ф.Г.Ткебучава. *Препринт ОИЯИ, Р2-3931, Дубна, 1968*.
10. Л.Л.Неменов. *Препринт ОИЯИ, Р-1111, Дубна, 1962; В.А.Мещеряков, Л.Л.Неменов, Л.Д.Соловьев. ЖЭТФ, 45, 1188 /1963/*.
11. Т.Д.Блохинцева. *Автореферат диссертации. ОИЯИ, 1-6233, Дубна, 1971*.
12. Т.Д.Блохинцева, А.В.Кравцов, С.Г.Шерман. *ЯФ*, 8, 928 /1968/.
13. L.D. Roper, R.M. Wright. *Phys.Rev.*, 138, B921 (1965).
14. J.Kirz, J.Schwartz, R.Tripp. *Phys.Rev.*, 126, 763 (1962).
15. B.Barish, R.Kurz, V.Perez-Mendez, J.Solomon. *Phys.Rev.*, 135, B416 (1964).
16. В.Дайнет, Г.Мюллер, Д.Шмитт и др. *Препринт ОИЯИ, Р1-5781, Дубна, 1971*.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 апреля 1974 года.