



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-85-251

Л. И. Липидус

О НЕКОТОРЫХ ВОПРОСАХ ФИЗИКИ
ПИОН-НУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Направлено в Оргкомитет IV Всесоюзного семинара
"Программа экспериментальных исследований
на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР"
/Звенигород, 1985 г./

1985

ВВЕДЕНИЕ

Ниже обсуждаются некоторые вопросы физики пион-нуклонного взаимодействия, включая радиационные процессы, которые целесообразно изучать, имея хорошие пучки пионов малых и средних энергий.

Мои краткие комментарии будут касаться процессов:

$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	/1/
$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$	/2/
$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$	/3/
$\pi^- p \rightarrow n \gamma$	/4/
$\pi^- p \rightarrow n \gamma \gamma$	/5/
$\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p \gamma$	/6/
$\pi^- p \rightarrow n \pi^+ \pi^-$	/7/
$\pi d \rightarrow \pi d; \pi^+ d \rightarrow 2p, \pi d \rightarrow 2N \pi.$	/8/

В большой степени наше обсуждение основано на работах^{/1-5,14,23,25/}. Естественно, что, в целом, сегодня представляет наибольший интерес получение таких новых и более точных данных, которые продвигают нас в понимании кварк-глюонной структуры адронов и кварк-глюонного механизма адронного взаимодействия. Как правило, однако, для этого необходимы эксперименты с частицами более высоких, чем имеются на мезонных фабриках, энергий.

Для некоторых из экспериментов необходима поляризованная водородная мишень, иногда поляризованная дейтериевая мишень. Ряд экспериментов может быть проведен и на неполяризованных мишенях. Высокая точность данных желательна всегда.

ПИОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

1. В последние годы выполнена большая программа новых экспериментальных исследований упругого пион-нуклонного взаимодействия в процессах /1/-/3/. Большая часть экспериментов последних

лет проведена при средних энергиях. Сечения процессов /1/ и /2/ измерены^{/6/} в интервале углов рассеяния в с.с.и. 140-176 и в диапазоне энергий 277-640 МэВ. Поляризация весьма точно измерена в области 335-600 МэВ^{/7/}. Важно отметить, что данные о поляризации не очень хорошо описываются фазовым анализом различными группами авторов. В анализе физиков Сакле и ЛИЯФ^{/8/} получено указание на возможное расщепление $P_{11}/1410/$ -резонанса. В новом издании, в "πN -газете" (πN NEWSLETTER), отмечается, что результаты этого анализа не соответствуют дисперсионным соотношениям.

Асимметрия в сечениях процессов /2/ и /3/ между 100 и 310 МэВ измерена^{/9/} в области $60 \leq \theta \leq 150^\circ$. В измерениях с поляризованной бутаноловой мишенью достигнута погрешность всего ± 2 и $\pm 4\%$ для процессов /2/ и /3/ соответственно.

Хотелось бы отметить, что данные о поляризации, полученные с точностью /2-4/%, позволили физикам SIN определить фазы пион-нуклонного рассеяния с точностью, превышающей значения фаз рассеяния, которые ранее были получены в рекордном по точности эксперименте в ЦЕРНе из данных о сечениях рассеяния на неполяризованных протонах.

Асимметрии в сечении рассеяния на поляризованной мишени измерены^{/10/} при 6 углах в области $-0,9 \leq \cos \theta \leq 0,6$ для 471, 547, 635 и 687 МэВ/с в процессах /1/ и /2/ и при 6-10 углах для процесса /3/. Точность новых данных улучшалась в 2-20 раз. Разными группами исследователей проведены фазовые анализы данных о пион-нуклонном рассеянии^{/6,8,9,11,12,13/}. В^{/11/} анализ охватывает данные до 350 МэВ. Наряду с определением длин πN-рассеяния при малых энергиях, в результате анализа определяются различающиеся для разных зарядовых компонент характеристики Δ-резонанса. Интересно основательное сопоставление заключений о Δ-резонансе, получаемых из данных о пион-нуклонном рассеянии, с заключениями анализа фоторождения одиночных пионов.

2. Новым шагом в экспериментальном исследовании пион-нуклонного рассеяния является начало измерений параметров вращения поляризации Вольфенштейна R и A. Определение величин можно найти, например, в^{/14/}.

Ввиду того, что P_0 , A и R связаны /строгим/ соотношением

$$P_0^2 + R^2 + A^2 = 1 \quad /9/$$

в области, где P_0 /поляризация/ известна с хорошей точностью, достаточно тщательного измерения одного из параметров поворота поляризации. Относительно другого, вследствие /9/, достаточно знать /лучше из эксперимента/ только его знак.

В новых экспериментах измеряются параметры R и/или A при энергиях налетающих пионов ниже 700 МэВ^{/6/}, дифференциальные сечения - ниже 500 МэВ. В другой работе^{/15/} предполагается изме-

ритель параметры R и/или A для процессов /1/ и /2/ между 378 и 625 МэВ/с.

Целью всех исследований, включающих измерение сечений σ_0 , поляризации P_0 и R(A), является получение полного набора экспериментов для однозначного восстановления амплитуд рассеяния. Предполагается улучшить и сделать более полными результаты новых фазовых анализов различных групп авторов, разрешить неоднозначности анализа, которые имеются во всех группах ввиду полного отсутствия данных о параметрах вращения поляризации; поискать скрытые резонансы; при детальном изучении расщепления $P_{11}/1410$ -резонанса исследовать вопрос о существовании адрона из трех кварков и глюона; в более общем подходе снабдить кварковую модель улучшенной спектроскопией барионов.

3. Желательны точные измерения дифференциальных сечений при небольших энергиях пионов. Может представить интерес изучение процессов /1/ и /2/ при кинетической энергии пионов около 42,6 МэВ. При этом будут получены непосредственные данные о фазах πN -рассеяния при энергии 37 МэВ в с.ц.и. Точные данные о фазах $\pi^- p$ -рассеяния в s- и p-состояниях полезны при этой энергии, в том числе и для уточнения анализа $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ распада. Как известно, фаза амплитуды этого распада с той точностью, с которой выполняется T-инвариантность, выражается при справедливости правила $\Delta I = 1/2$ через δ разность фаз πN -рассеяния^{/16/}: $\delta = (\delta_s - \delta_p) = 7 \pm 1^\circ$, где значение δ оценено по результатам фазового анализа, проведенного в Сакле в 1976 г. Уточнение значения δ представляет интерес и для сопоставления данных о $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ распаде с кварковым расчетом^{/17/} и, возможно, для уточнения сведений о T-инвариантности.

Желательно проведение систематических измерений P_0 на поляризованных мишенях. Измерение R(A), которое требует анализа поляризации нуклонов отдачи сравнительно малых энергий, является методически трудной задачей. Разработка новых подходов к этой задаче может открыть совсем новые возможности для однозначного анализа данных о пион-нуклонных взаимодействиях.

4. Повышение точности данных о пион-нуклоном рассеянии вместе с фазовым анализом позволяет использовать при анализе строгие следствия дисперсионных соотношений при малых энергиях, которые обсуждались несколько лет назад^{/1/}, но которые наиболее интересно привлечь именно в связи с новой точностью данных.

Дисперсионные соотношения для пион-нуклонного рассеяния вперед имеют известный вид:

$$D_{\pm}(\omega_{\pm}) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\omega_0}{m_{\pi}}\right) D_{\pm}(m_{\pi}) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\omega_0}{m_{\pi}}\right) D_{\mp}(m_{\pi}) \pm \frac{2k_0^2 f^2}{m_{\pi}^2} \frac{1}{\omega_0 \mp m_{\pi}^2/2M} + \frac{k_0^2}{4\pi^2} P \int_{m_{\pi}}^{\infty} \frac{d\omega}{k} \left[\frac{\sigma_{\pm}(\omega)}{\omega - \omega_0} + \frac{\sigma_{\mp}(\omega)}{\omega + \omega_0} \right]. \quad /10/$$

Они были доказаны наиболее строго Н.Н.Боголюбовым с сотрудниками. Эти соотношения отличаются от ряда других тем, что вклад т.н. нефизической области сводится к одной /известной/ постоянной f^2 .

В /10/ $D_{\pm}(\omega_0)$ - действительные части бесспиновых амплитуд $\pi^{\pm} p$ -рассеяния вперед при полной энергии пионов в л.с. $\omega_0 = \sqrt{k_0^2 + m_{\pi}^2}$, m_{π} - масса пиона, а $\sigma_{\pm}(\omega)$ - полные сечения $\pi^{\pm} p$ взаимодействия.

При $k_0^2 \rightarrow 0$ соотношение /10/ обращается в тождество. Чтобы получить следующие из /10/ соотношения между длинами рассеяния при $k_0^2 \rightarrow 0$, необходимо продифференцировать /10/ по k_0^2 , а затем положить $k_0^2 = 0$. Для вычисления $D'_{\pm}(\omega_0)$, где ' означает дифференцирование по k_0^2 , воспользуемся выражением для фаз рассеяния, даваемым "теорией эффективной длины" в состояниях с заданным l^*

$$\eta_b^{2l+1} \operatorname{ctg} \delta_l = \frac{1}{a^{2l+1}} + P_l \eta_b^2 + Q_l \eta_b^4 = \frac{1}{a^{2l+1}} + P_l \eta^2 \left(1 + \frac{2\omega_0}{M} + \frac{m_{\pi}^2}{M^2}\right)^{-1} + Q_l \eta^4 \left(1 + \frac{2\omega_0}{M} + \frac{m_{\pi}^2}{M^2}\right)^{-2}. \quad /11/$$

Здесь M - масса нуклона, $\eta_b = k_b/m_{\pi}$ в с.ц.и. и учтены эффекты отдачи.

Вводя общепринятые обозначения, для значения производной от действительной части амплитуды $\pi^+ p$ -рассеяния вперед при $k_0^2 = 0$ имеем

$$D'_+(m_{\pi}) = 2a_{33} + a_{31} - a_3^3 + a_3 \left(1 + \frac{m_{\pi}}{M}\right)^{-1} \left(\frac{m_{\pi}}{2M} - P_3 a_3\right), \quad /12/$$

где a_3 , a_{31} и a_{33} - длины рассеяния в s-, $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -состояниях πN -системы с изоспином 3/2, а P_3 с точностью до 1/2 совпадает с эффективным радиусом в состоянии $s_{1/2}$ с изоспином 3/2.

Дифференцируя /10/ по k_0^2 , получаем с помощью /12/ соотношение

$$D'_+(m_{\pi}) = -\frac{1}{6} \left(1 + \frac{m_{\pi}}{M}\right) (a_1 - a_3) + F'_{+0} + \frac{2f^2}{1 - m_{\pi}^2/2M}, \quad /13/$$

где через F'_{+0} обозначено значение производной от соответствующего интегрального члена в /10/ при $k_0^2 = 0$, a_1 - длина рассеяния в s-состоянии пион-нуклонной системы с изоспином 1/2.

* Можно, конечно, воспользоваться и другими соотношениями, справедливыми при малых энергиях.

Выражения для амплитуды и длин π^- -рассеяния получаются с помощью соотношения

$$3D_- = D_3 + 2D_1, \quad /14/$$

где D_3 и D_1 - действительные части амплитуд пион-нуклонного рассеяния вперед в состояниях с изоспином системы $3/2$ и $1/2$ соответственно:

$$3D'_-(m_\pi) = 2(a_{33} + a_{11}) + a_{31} + 4a_{13} - a_3^3 - 2a_1^3 + \\ + (1 + \frac{m_\pi}{2M})^{-1} [a_3 (\frac{m_\pi}{2M} - P_3 a_3) + 2a_1 (\frac{m_\pi}{2M} - P_1 a_1)], \quad /15/$$

где a_{11} , a_{13} - длины рассеяния в $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ -состояниях с изоспином $1/2$, а P связан с эффективным радиусом в s -состоянии с изоспином $1/2$.

Дифференцирование второго соотношения в /10/ для π^- -рассеяния/ приводит к соотношению

$$3D'_-(m_\pi) = \frac{1}{2} (1 + \frac{m_\pi}{M}) (a_1 - a_3) + 3F'_{-0} - \frac{6f^2}{(1 + m_\pi/2M)}, \quad /16/$$

где все обозначения очевидны, F'_{-0} - значение производной по k_0^2 последнего члена в /10/ для π^- -рассеяния при $k_0^2 = 0$.

Из /13/ и /16/ в силу /14/ следует соотношение, в которое входят /в основном/ характеристики пион-нуклонного рассеяния в s - и p -состояниях с изоспином $1/2$:

$$a_{11} + 2a_{13} - a_1^3 + (1 + \frac{m_\pi}{M})^{-1} a_1 (\frac{m_\pi}{2M} - P_1 a_1) - \\ - \frac{1}{3} (1 + \frac{m_\pi}{M}) (a_1 - a_3) + 4f^2 (1 - \frac{m_\pi}{M}) [1 - (m_\pi/2M)^2]^{-1} = /17/ \\ = \frac{1}{2} (3F'_{-0} - F'_{+0}),$$

где

$$\frac{1}{2} (3F'_- - F'_+) = \frac{k_0^2}{4\pi^2} P \int \frac{d\omega}{m_\pi k} [\frac{3/2\sigma_- - 1/2\sigma_+}{\omega - \omega_0} + \frac{3/2\sigma_+ - 1/2\sigma_-}{\omega + \omega_0}]. \quad /17'/$$

Сложив D_+ и D_- , приходим к соотношению

$$4a_{33} + 2(a_{31} + a_{13}) + a_{11} - 2a_3^3 - a_1^3 +$$

$$+ (1 + m_\pi/M)^{-1} [\frac{m_\pi}{2M} (a_1 + 2a_3) - P_1 a_1^2 - 2P_3 a_3^2] = \\ = \frac{3}{2} [F'_{+0} + F'_{-0} + \frac{2f^2 m_\pi/M}{1 - (m_\pi/2M)^2}], \quad /18/$$

где

$$F'_+ + F'_- = \frac{k_0^2}{4\pi^2} P \int \frac{2\omega \cdot d\omega}{m_\pi (\omega^2 - \omega_0^2)} (\sigma_+ + \sigma_-). \quad /18'/$$

Используя численные значения дисперсионных интегралов, полученные в 1957 г. /1/, и более точный, чем ранее, учет эффектов отдачи, проведенный здесь, получаем, например, что

$$a_{31} - 0,0096 P_3 = -0,1654 \quad \text{и} \quad 2a_{13} + a_{11} - 0,0237 P_1 = -0,1103.$$

При этом считалось, что $f^2 = 0,08$; $a_3 = -0,105$; $a_1 = 0,165$; $a_{33} = 0,235$.

Если будут предприняты новые эксперименты, понадобится провести новый, более современный анализ выписанных выше соотношений, а также других соотношений, получающихся дополнительным дифференцированием соотношений /10/. В выражения для вторых производных от D_\pm входят длины рассеяния в d -состояниях d_{33} и d_{35} / и эффективные радиусы s - и p -волн:

$$D_+''(m_\pi) = 2\lambda^{-1} (2d_{33} + 3d_{35}) - 2\lambda^{-2} (a_{31}^2 P_{31} + 2a_{33}^2 P_{33}) + \\ + a_3 \lambda^{-1} (\frac{m_\pi}{4M}) (1 + \frac{m_\pi}{M} \lambda^{-2}) + \\ + a_3^2 \lambda^{-3} \{ (P_3 + \lambda a_3) [2a_3 (P_3 + \lambda a_3) - \frac{m_\pi}{M}] + \\ + 2a_3 [\lambda (P_3 a_3 + \frac{m_\pi}{2M}) + \frac{m_\pi}{M} P_3 - Q_3] \}; \quad \lambda = (1 + \frac{m_\pi}{M}). \quad /19/$$

5. На некотором этапе исследования пион-нуклонного рассеяния с высокой точностью может быть полезным проведение проверки изосинвариантности, когда ниже порога рождения дополнительного мезона элементы матрицы рассеяния в каждом состоянии с заданным полным моментом J и ℓ - $S_{11}^{J\ell}$ для процесса /2/, $S_{12}^{J\ell}$ для процесса /3/ - могут быть выражены через собственные фазы δ_J^I и δ_J^{II} и через коэффициент смешивания ϵ_J :
 $S_{11}^{J\ell} = \exp(2i\delta_J^I) \cos^2 \epsilon_J + \exp(2i\delta_J^{II}) \sin^2 \epsilon_J,$

$$S_{12}^{J\ell} = [\exp(2i\delta_J^I) - \exp(2i\delta_J^{II})] \sin 2\epsilon_J. \quad /20/$$

В приближении изоинвариантности для тех же элементов матрицы рассеяния имеем

$$3S_{11}^{J\ell} = 2b_1^{J\ell} + b_3^{J\ell}; \quad 3S_{12}^{J\ell} = \sqrt{2}(b_3^{J\ell} - b_1^{J\ell}), \quad /21/$$

где $b_{2T}^{J\ell} = \exp(2i\delta_{2T}^{J\ell})$ характеризует рассеяние в состоянии с заданными J , ℓ и изоспином T . Из сравнения /21/ и /20/ видно, что при справедливости изоинвариантности коэффициенты смешивания ϵ_J не зависят от J и ℓ и принимают постоянное значение, равное $\arctg\sqrt{2} = 55^\circ$, если δ_J^I соответствует δ_3 , а $\delta_J^{II} = \delta_1$.

ПРОЦЕСС $\pi^- p \rightarrow p + \gamma$

Изучение процесса /4/ при хорошей точности эксперимента представляет интерес как способ изучения обратного процесса

$$\gamma + p \rightarrow \pi^- + p \quad /22/$$

фоторождения заряженного пиона на свободных нейтронах монохроматическими γ -квантами. При одинаковой энергии в с.ц.и. энергия пиона в реакции /4/ E_π связана с энергией γ -кванта в процессе /22/ E_γ соотношением

$$E_\gamma = \frac{M}{M_n} E_\pi + \frac{m_\pi^2 - (M_n^2 - M^2)}{2M_n}. \quad /23/$$

где m_π , M и M_n - массы пиона, протона и нейтрона соответственно. Сведения о фоторождении на нейтроне извлекаются обычно из данных о фоторождении на дейтронах:

$$\gamma d \rightarrow \pi NN. \quad /24/$$

По мере развития теории фоторождения при малых энергиях и задачи трех тел все больший интерес может представлять получение данных о процессе /4/. Особенно заманчивым, но трудным делом явилось бы изучение процесса /4/ на поляризованной водородсодержащей мишени. Как было отмечено довольно давно¹², требования T -инвариантности приводят, например, к равенству асимметрии в сечении процесса /4/ с поляризацией протонов в процессе /22/ при исследовании его монохроматическими γ -квантами на свободных нейтронах.

Насколько известно, пока проделаны лишь первые эксперименты по изучению процесса /4/ с точностью, не превышающей точность исследования процесса /24/.

Точность, с которой мы знаем о справедливости T -инвариантности, достаточно хороша для этого исследования. Возможные отклонения от обратимости движения, вероятно, достойны специального поиска. Но с той /высокой/ точностью, с которой обратимость времени имеет место, изучение процесса /4/ весьма желательно.

ПРОЦЕСС $\pi^- p \rightarrow p \gamma \gamma$

Следующим по сложности шагом в исследовании радиационных захватов пионов является процесс /5/. Теории этого процесса с походящимися пионами посвящена работа¹³, которой мы ниже и следуем.

Как представляется сегодня, основной интерес к изучению процесса /5/ связан с возможностью получить сведения о знаке амплитуды $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ распада*. Сведения о знаке этой амплитуды сегодня интересны с точки зрения сравнения с кварковым расчетом.

В течение продолжительного времени обсуждалась возможность того, что при различных теоретических подходах для знака этой амплитуды можно получить разные заключения. Как показал А.Львов¹⁸, в действительности теоретически справедливо заключение о знаке, полученное в работе¹⁹. Противоположное заключение работы²⁰ проистекало из-за незамеченной опечатки в работе²¹, на которой основаны выводы работы²⁰. Таким образом, теоретически имеется однозначное заключение о знаке амплитуды $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ распада, основанное на соотношении Гольдбергера-Треймана. Заключение об этой амплитуде получено экспериментально в результате изучения протонного комптон-эффекта, при анализе которого существен учет различных амплитуд. Поэтому независимое от протонного комптон-эффекта определение знака амплитуды $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ распада представляет некоторый интерес. Теоретическое рассмотрение процесса /5/ представляется необходимым также в связи с новыми попытками изучения процесса /4/ и поиском редких распадов нейтральных пионов.

Ранее полная вероятность и угловые корреляции γ -квантов в процессе /5/ рассматривались А.М.Балдиным, результаты которого приведены в работе²², где экспериментально установлено, что для отношения вероятностей процесса /5/ и /3/ справедлив следующий верхний предел:

$$w(\pi^- p \rightarrow n 2\gamma) / w(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) < 8,5 \cdot 10^{-4}.$$

* В ЦЕРНе интерес к изучению процесса $\pi^- A \rightarrow \gamma \gamma X$ на ядре одно время связывался с попытками получить сведения о пионном конденсате. Вероятно, изучение этого процесса и сегодня может представлять интерес для ядерной физики.

Кинетическая энергия нейтронов K от процессов /3/, /4/, /5/ с покоящимися пионами связана с эффективной массой M_x системы, образующейся вместе с нейтронами в конечном состоянии, соотношением

$$K = \frac{(m_\pi - \Delta)^2 - M_x^2}{2(M + m_\pi)}, \quad /25/$$

где m_π , M - массы отрицательного пиона и протона, $\Delta = M_n - M_p$. Процессам /3/ и /4/ соответствуют энергии нейтронов 420 кэВ и 8,9 МэВ. Максимальный импульс нейтронов p'_{max} в процессе /5/ составляет 129 МэВ/с. В дальнейшем используются величины $y = |p'|/(m_\pi - \Delta)$ и $x = y/0,204$. Значению $y = 0,204$ /и $x = 1$ / соответствует $K = 420$ кэВ. В различных областях значений энергий нейтронов играют роль различные диаграммы. Знак амплитуды $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ распада обусловлен вкладом диаграммы, которая соответствует перезарядке пиона с последующим $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ распадом виртуального нейтрального пиона. Эта диаграмма дает значительный вклад в процесс /5/ вблизи энергии нейтронов 420 кэВ. Ее можно представить в виде

$$M_{\pi^0} = M_0 (q'^2 - m_\pi^2 + i\gamma m_\pi)^{-1} e^2 F_{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon_\mu \epsilon'_\nu \epsilon_{\rho\sigma} k_\rho k'_\sigma, \quad /26/$$

где γ - ширина π^0 -мезона, $q' = k + k'$, k и k' - 4-импульсы γ -квантов, $iM_0 = 2m_\pi^{-1}$ - амплитуда перезарядки пиона на нуклоне в околороговой области,

$$F = - \frac{s}{4\pi^2} \frac{\sqrt{2}}{0,96 m_\pi}$$

- константа распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. При ширине распада 10 эВ $|s| = 1$. Вычисление всех десяти амплитуд проведено в /3/. Во всей области энергий нейтронов имеется неопределенность, связанная с пион-нуклонным и пион-пионным взаимодействием, которая оказывается порядка $O(\omega \cdot \omega' / m^2)$, где ω и ω' - энергии фотонов, по отношению к вкладу диаграммы, соответствующей испусканию двух фотонов пионов до его поглощения протоном.

Зависящий от знака амплитуды $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ вклад в вероятность процесса /5/ имеет вид

$$\phi = \frac{2e^2 F J m M_0 (q'^2 - m_\pi^2)}{[(q'^2 - m_\pi^2) + \gamma^2 m_\pi^2]} \frac{q'^4}{2\omega\omega'} \left[C + 2\mu_\pi \frac{m}{M} \left(1 - \frac{q'^2}{2\omega\omega'}\right) \right], \quad /27/$$

где $q'^2 = 2\omega\omega'(1 - \cos\theta) = (m_\pi - \Delta)^2 - (1 + \frac{m_\pi}{M})p'^2$, θ - угол между фотонами в конечном состоянии, $C = (\mu_p - \mu_n)(1 + m_\pi/2M)$.

Для оценки относительной вероятности R амплитуда процесса /4/ из s -состояния представляется в виде $M_\gamma = \sqrt{2} f \cdot e(\sigma \vec{e})$ и $|M_\gamma|^2 = 2(\sqrt{2} fe)^2$, где $f = g(m_\pi/2M)$ - константа псевдовекторного

взаимодействия, встречающаяся при обсуждении дисперсионных соотношений.

Область чувствительности к знаку $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ амплитуды находится вблизи $K = 420$ кэВ / $y = 0,204$ /. В результате расчета получаем

$$R = w(\pi^- p \rightarrow n \gamma \gamma) / w(\pi^- p \rightarrow n \gamma),$$

$$R/K \leq 340 \text{ кэВ} / = /3,65 \pm 2,66/ \cdot 10^{-6},$$

$$R/525 \leq K \leq 1680 \text{ кэВ} / = /14,4 - 7,7/ \cdot 10^{-6}.$$

Таким образом, в этих областях энергий нейтронов результат весьма чувствителен к знаку амплитуды $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ распада.

Полная относительная вероятность имеет величину $R = 1,2 \cdot 10^{-4}$, близка к оценке, полученной А.М.Балдиным, и практически нечувствительна к знаку амплитуды нейтрального пиона.

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Интерес к изучению тормозного излучения адронов часто связывается с надеждой определить амплитуду адрон-адронного взаимодействия вне массовой поверхности, что было бы весьма интересно для многих задач, включая задачи адрон-ядерного взаимодействия. Как было показано А.В.Тарасовым /23/, безмодельно этого сделать не удастся. Поэтому исследование тормозного излучения и в пион-нуклонном взаимодействии, как кажется, может служить проверкой модельных расчетов, в которых делаются различные предположения о ходе с массовой поверхности.

В соответствии с теоремой Ф.Лоу сечение тормозного излучения, изучаемого экспериментально, полезно представить для дальнейшего анализа в виде

$$d\sigma_\omega = A_0 \frac{d\omega}{\omega} + A_1 d\omega + A_2(\omega) \cdot d\omega, \quad /28/$$

где последний член, соответствующий испусканию жестких γ -квантов, содержит в $A_2(\omega)$ растущие степени энергии тормозных γ -квантов. Слагаемое A_0 соответствует известному механизму испускания очень мягких фотонов. Коэффициент A_0 имеет ясный смысл произведения сечения без испускания фотона на вероятность испускания γ -кванта. В соответствии с теоремой Ф.Лоу коэффициент A_1 не зависит от ω и содержит как вклад магнитного момента барионов, так и производную по энергии от амплитуды упругого рассеяния барионов.

Л.Кондратюк и Л.Пономарев /24/ обратили в свое время внимание на то, что в определенной кинематике в процессе тормозного излучения π^+ -мезона протоном можно выделить вклад магнитного мо-

мента изобары. Эта возможность связана с тем, что вклад в амплитуду реакции $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ в области резонанса пропорционален $\omega/(-\omega + i\Gamma/2)$ и при $\omega \sim \Gamma/2$ сравним с вкладом магнитного момента протона. Были предприняты соответствующие экспериментальные исследования, интерпретация которых встретила трудности. Ранее М.М. Мусаханов обратил внимание^{/4/} на то, что выделение вклада μ_{Δ} в силу теоремы Ф. Лоу возможно лишь в модели, где изобара рассматривается как частица спина 3/2. Изменения, внесенные в ранее проведенные расчеты, рассмотрены в^{/4/}, а также в^{/5/}.

Поскольку вклад магнитных моментов пропорционален спинам барионов и резонансов, представляется интересным в новых экспериментах изучать тормозное излучение на поляризованной мишени. При этом испускание очень мягких фотонов, вклад которых в^{/28/} пропорционален $d\omega/\omega$, не будет давать вклада в зависящий от спина эффект.

По-видимому, нет сомнения, что в результате проведения новых экспериментов будут значительно уточнены значения магнитных моментов разных компонент Δ -изобары, что представляет интерес для любых кварковых моделей. Кроме того, в рамках моделей могут быть получены сведения о закономерностях схода амплитуд упругого взаимодействия с массовой поверхностью, о чем в настоящее время данных почти нет. И это при том, что интерес к таким данным все больше увеличивается.

ПРОЦЕССЫ $\pi N \rightarrow 2\pi N$ И πd -ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Относительно процессов^{/7/} и^{/8/} ограничимся краткими комментариями.

Процесс^{/7/} в свое время был интересен как путь к информации о пион-пионном взаимодействии. Сейчас интерес к изучению $\pi\pi$ -взаимодействия несколько спал, однако хорошие данные о $\pi\pi$ -взаимодействии нужны и при анализе нарушения СР-инвариантности в $K^0 \rightarrow 2\pi$ распадах, информация о нем получается и из K_{e4} распада и в последнее время при изучении процесса $\pi e \rightarrow 2\pi e$. В условиях мезонных фабрик интересно изучение процесса^{/7/} вблизи порога, и необходимо максимально надежно знать, какие состояния эффективно участвуют в процессе при различных энергиях. Будущие исследования процесса^{/7/} на поляризованной мишени дадут очень чувствительные данные как раз по этому вопросу.

Все три процесса^{/8/} интересны для дальнейшего изучения как на неполяризованной, так и на поляризованной дейтериевой мишени, и не только в связи с проблемой дибарионных резонансов. Процесс $\pi^+ d \rightarrow 2p$ обсуждается и исследуется весьма интенсивно.

Изучение процесса $\pi^+ d \rightarrow \pi p$, как было обращено внимание в старой работе В.Б. Берестецкого и И.Я. Померанчука^{/25/}, позволяет и на неполяризованной мишени определить порознь модули амплитуд

с переворотом и без переворота спина в процессе^{/3/} $M = a + b(\vec{\sigma}\vec{n})$, где \vec{n} - нормаль к плоскости рассеяния. В импульсном приближении

$$\sigma(\pi^+ d \rightarrow 2\pi p) = |a|^2 + |b|^2 - (|a|^2 + \frac{1}{3}|b|^2) \frac{2a}{|k-k'|} \arctg \frac{|k-k'|}{2a}. \quad /29/$$

При вычислениях для волновой функции дейтрона ψ_d принималось выражение $\psi_d = \sqrt{\frac{a}{2\pi}} e^{-a\rho} / \rho$.

Сегодня основной интерес к изучению процессов типа^{/8/} все больше смещается в сторону физики трех тел.

Завершая обсуждение некоторых из возможных новых исследований в области пион-нуклонного взаимодействия на мезонных фабриках, трудно удержаться, чтобы не заметить, что наибольший интерес, конечно, связывается с обнаружением чего-то неожиданного. Новые эксперименты в "старых" областях, как представляется, всегда должны не упускать и такой возможности.

Автор благодарен организаторам очередного семинара в Звенигороде, подготовка к которому позволила еще раз обдумать вопросы физики небольших энергий. Остается надеяться, что некоторые из обсуждавшихся выше вопросов заинтересуют экспериментаторов нового поколения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лapidус Л.И. ЖЭТФ, 1958, т.34, с.453.
2. Лapidус Л.И. ЖЭТФ, 1958, т.34, с.922.
3. Лapidус Л.И., Мусаханов М.М. ЯФ, 1972, т.15, с.1002.
4. Ванжа А.П., Мусаханов М.М. ОИЯИ, Р2-6305, Дубна, 1972.
5. Мусаханов М.М. ЯФ, 1974, т.19, с.630.
6. Gordeev V.A. et al. Nucl.Phys., 1981, vol.364, p.408; Круглов С.П. Нуклон-нуклонные и пион-нуклонные взаимодействия при промежуточных энергиях. ЛИЯФ, Л., 1982, с.79.
7. Бекренев В.С. и др. В кн.: Труды Межд. симп. по поляризации явлениям в физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-82-27, Дубна, 1982, с.161.
8. Ayed P. University of Paris Report NCEN-N-1921 1975; Абаев В.В., Круглов С.П., Малов Ю.А. Препринт ЛИЯФ-438, Л., 1978.
9. Dubal L. et al. Helv.Phys.Acta, 1977, vol.50, p.815; Alder J. et al. Lett.Nuovo Cim., 1978, vol.23, p.381.
10. Fitzgerald D.H., Nefkens B.M.K. Progress at LAMPF, Los Alamos, LA-9709, 1983, p.57.
11. Zidel V.S., Arudt R.A., Ropper L.D. Phys.Rev., 1980, D21, p.1255.
12. Cutkosky R.E. et al. Phys.Rev., 1979, D20, p.2804.

13. Koch R., Pietarinen E. Nucl.Phys., 1980, vol.A336, p.331.
14. Биленький С.М., Липидус Л.И., Рындин Р.М. УФН, 1964, т.84, с.243; Липидус Л.И. ЭЧАЯ, 1984, т.15, с.494.
15. Nefkens В.М.К. AIP Conf.Proc., N.Y., 1983, No.95, p.205.
16. Particle Data Group. Rev.Mod.Phys., 1984, vol.56, p.2, p.124.
17. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. "Наука", М., 1981, с.67.
18. Львов А.И. Препринт ФИАН СССР, №203, М., 1980.
19. Jacob M., Mathews J. Phys.Rev., 1960, vol.117, p.854.
20. Липидус Л.И., Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 1961, т.41, с.294.
21. Goldberger M.L., Treiman S.B. Nuovo Cim., 1958, vol.9, p.451.
22. Василевский И.М. и др. Nucl.Phys., 1969, vol.B139, p.673.
23. Тарасов А.В. ЯФ, 1969, т.9, с.400.
24. Кондратюк Л., Пономарев Л. ЯФ, 1968, т.7, с.111.
25. Берестецкий В.Б., Померанчук И.Я. ДАН СССР, 1951, т.81, с.1019.

Липидус Л.И.

P2-85-251

О некоторых вопросах физики пион-нуклонного взаимодействия

Кратко обсуждаются вопросы возможного интереса к новым исследованиям процессов пион-нуклонного взаимодействия, включая радиационные процессы с пионами средних энергий. Для упругого пион-нуклонного рассеяния отмечается желательность систематического исследования поляризации, параметров вращения поляризации. Обсуждаются следствия дисперсионных соотношений для пион-нуклонного рассеяния при малых энергиях. Исследование радиационного захвата пионов протонами дает сведения о фоторождении пионов монохроматическими фотонами на свободных нейтронах. Изучение процесса $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ чувствительно к знаку амплитуды распада нейтрального пиона на фотоны. Отмечается желательность исследования тормозного излучения на поляризованной водородной мишени.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод автора

Lapidus L.I.

P2-85-251

On Some Problems of Pion-Nucleon Interaction Physics

Questions of possible interest for new investigations of different processes of pion-nucleon interactions including radiative processes with pions of intermediate energy are shortly discussed. For elastic pion-nucleon scattering it is desirable to make the systematic investigation of polarization, rotation of polarization parameters. Consequences of the dispersion relation for pion-nucleon elastic scattering at low energy are under discussion. The investigation of radiation capture of the pion by protons gives information on photoproduction of pions by monochromatic γ -rays on free neutrons. The investigation of process (5) is sensitive to the sign of the $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ decay amplitude. It is interesting to measure the bremsstrahlung in pion-nucleon collisions on a polarized hydrogen target.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1985 года.