

К-821

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 7774

КРИВОХИЖИН
Василий Геннадиевич

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
АМПЛИТУДЫ РЕГЕНЕРАЦИИ
НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ НА ВОДОРОДЕ

Специальность 01.04.01 экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергии Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук И.А.САВИН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.А.СВИРИДОВ,

кандидат физико-математических наук С.А.БУНЯТОВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: *

Институт физики высоких энергии (Серпухов).

Автореферат разослан "19" II 1974 г.

Защита диссертации состоится "19" III 1974 г.

на заседании Учёного совета Лаборатории высоких энергии

Объединенного института ядерных исследований г.Дубна,

Московской области, М⁰⁰,

конференция-заседание ЛВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Учёный секретарь Совета
кандидат физико-математических
наук

М.Ф.Лихачёв

1 - 7774

КРИВОХИЖИН

Василий Геннадиевич

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
АМПЛИТУДЫ РЕГЕНЕРАЦИИ
НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ НА ВОДОРОДЕ

Специальность 01.04.01 экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

С запуском ускорителя высоких энергий на 70 Гэв (Серпухов) было важно проводить эксперименты, в которых можно получить энергетическую зависимость исследуемого процесса или же такие, где высокая энергия падающих частиц является решающим фактором в получении нужной характеристики. К числу таких экспериментов относятся предложенные Лабораторией высоких энергий ОИЯИ в 1968 г. опыты с долгоживущими K^0 -мезонами по изучению асимптотического поведения амплитуд рассеяния K^0 и анти- K^0 мезонов на нуклонах и ядрах и по изучению электромагнитной структуры K^0 -мезонов /1/.

Изучение энергетической зависимости амплитуды трансмиссионной регенерации на протонах, дейтронах и нейтронах позволяет извлечь сведения о поведении в функции энергии соответствующих разностей амплитуд рассеяния вперед каонов и антикаонов на нуклонах /1-3/ ($f^{\circ}(\rho) - \bar{f}^{\circ}(\rho) = 2 |f_{21}^{\circ}(\rho)| \cdot \exp[i f_{21}^{\circ}(\rho)]$).

Интенсивность когерентно регенерированных в водороде короткоживущих K^0 -мезонов при данном импульсе определяется коэффициентом $\rho(\rho) \equiv |\rho(\rho)| \cdot \exp[i \Phi_{\rho}(\rho)]$, который связан с $f_{21}^{\circ}(\rho)$ простым соотношением /4/:

$$\rho(\rho) = \pi c i \frac{2 f_{21}^{\circ}(\rho)}{K} \Lambda_S \cdot N \cdot \frac{1 - \exp\{i(\Delta m / \Gamma_S - \frac{1}{2}) \cdot l\}}{\frac{1}{2} - i \Delta m / \Gamma_S} \cdot e^{-\sigma_T N l / 2} \quad (1)$$

где σ_T -- полное сечение рассеяния K^0 и \bar{K}^0 -мезонов;

$K = p_K / \hbar$ -- волновое число K -мезона;

$\Lambda_S = c \beta \gamma \tau_S$ -- распадная длина K_S^0 -мезона;

N -- плотность рассеивающих центров;

$\Delta m = m_L - m_S$ -- разность масс K_L^0 - K_S^0 мезонов;

$\Gamma_S = \hbar / \tau_S$ - ширина распада K_S^0 - мезона;

$l = L / \Lambda_S$ - длина регенератора в единицах распадных длин

K_S^0 - мезона.

Сведения о модуле разности амплитуд рассеяния K^0 и \bar{K}^0 на водороде, а также о ее фазе можно извлечь, изучая распределение интенсивности двухпионных распадов регенерированных каонов в функции расстояния от конца мишени-регенератора, помещенной в пучок долгоживущих каонов. Эта интенсивность описывается известной интерференционной формулой [2]:

$$\frac{d^2N}{dpdt}(p,t) = S(p) \cdot \mathcal{E}(p,t) \cdot M_H \cdot \Gamma_S^{+-} \cdot [|f(p)|^2 \cdot e^{-\Gamma_S t} + |\eta_{+-}| \cdot e^{-\Gamma_S t} + 2 |f(p)| |\eta_{+-}| \cdot e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_S'}{2} t} \cdot \cos(\Delta m \cdot t + \Phi_p(p) - \Phi_{+-})], \quad (2)$$

где все величины, кроме искомого $|f(p)|$ и $\Phi_p(p)$ либо известны [54] ($\Gamma_L, \Gamma_S, \Delta m$ - ширины и разность масс $K_L^0, K_S^0, |\eta_{+-}|$, Φ_{+-} - параметры нарушения CP в распадах $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, Γ_S^{+-} - ширина распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$), либо могут быть определены независимо в том же эксперименте ($S(p)$ - спектр падающих K_L^0 , $\mathcal{E}(p,t)$ - эффективность регистрации установкой $K_{\pi^+ \pi^-}^0$ распадов, M_H - число прошедших сквозь мишень K_L^0 , монитор).

Таким образом, изучив распределение интенсивности двухпионных распадов при разных импульсах падающих каонов и аппроксимируя их формулой типа (2), получим данные о зависимости от энергии как действительной $Re f_{21}^0(p)$, так и мнимой $Im f_{21}^0(p)$ частей разности амплитуд рассеяния вперед каонов и антикаонов. Используя затем оптическую теорему:

$$\frac{4\pi}{k} [Im(f_{21}^0(p) - \bar{f}_{21}^0(p))] = \sigma_{tot}(K^0 p) - \sigma_{tot}(\bar{K}^0 p) \equiv \Delta\sigma(p), \quad (3)$$

мы получим данные о разности полных сечений в зависимости от импульса.

Следует отметить преимущества, которыми обладают эксперименты по регенерации для изучения асимптотического поведения амплитуд упругого рассеяния каонов.

1. В этих экспериментах непосредственно измеряется разность амплитуд рассеяния на угол 0^0 , в то время как на заряженных пучках те же величины являются результатом некоей экстраполяции данных, полученных при углах рассеяния, отличных от 0^0 .

2. В одном эксперименте изучается поведение как мнимой, так и действительной частей разности амплитуд рассеяния, для чего на заряженных пучках каонов требуется проведение по крайней мере четырех экспериментов (например, измерение полных сечений K^+ и K^- мезонов и изучение кулон-ядерной интерференции в упругом рассеянии K^+ и K^- мезонов для получения данных о мнимой и действительных частях амплитуд рассеяния).

3. Из соотношений для $\Delta\sigma(p)$ и $\rho(p)$ видно, что коэффициент регенерации пропорционален произведению разности сечения на импульс каона $|f(p)|^2 \sim |f_{21}^0(p) - \bar{f}_{21}^0(p)|^2 \cdot \Lambda_S^2 \cdot \lambda^2 \sim |\sigma_{tot}(K^0 p) - \sigma_{tot}(\bar{K}^0 p)|^2 \cdot P_K^2$, откуда следует, что чувствительность метода регенерации к малым разностям сечений растет с увеличением энергии.

4. Хорошо видно преимущество экспериментов по регенерации, если учесть, что для разности амплитуд рассеяния на угол 0^0 имеются четкие предсказания, основанные на теореме Померанчука, дисперсионных соотношениях и различных моделях типа модели полюсов Редже, или модели комплексных угловых моментов.

Важность проведения экспериментов по регенерации отмечалась в работах /2, 3, 5/.

Особый интерес при изучении асимптотического поведения амплитуд рассеяния частиц и античастиц связан с проверкой теоремы Померанчука /6/. Важность постановки экспериментов по изучению трансмиссионной регенерации нейтральных каонов в связи с проверкой возможного нарушения теоремы Померанчука отмечалась во многих работах /7-22/.

Изучение регенерации позволяет также проверить предсказания модели комплексных моментов (МКМ). В рамках простой модели Редже основной вклад в амплитуду регенерации вносят ρ и ω - особенности в перекрестном t - канале. Причем вклад ω - полюса является определяющим. В последнем случае предсказания МКМ для амплитуды регенерации особенно просты /14/:

1) фаза амплитуды регенерации определяется значением траектории ω - полюса при $t=0$ и не зависит от энергии

$$\varphi_{21}^0 = \arctg \frac{\text{Im } f_{21}^0}{\text{Re } f_{21}^0} = \arctg \frac{\alpha \omega(0)}{2} \approx -135^\circ; \quad (4)$$

2) модуль амплитуды регенерации имеет энергетическую зависимость

$$|f_{21}^0(p)|/K \approx A \cdot P^{-\alpha \omega(0)}; \quad (5)$$

3) соответствующее дифференциальное сечение имеет энергетическую зависимость

$$(d\sigma/dt)_{t=0} \sim |f_{21}^0(p)|^2 \sim P^{-2\alpha \omega(0)-2} \quad (6)$$

Учет вклада ρ - полюса, а также разрезов мало меняет эти предсказания /14/.

В теоретических работах /14-20/ даются предсказания МКМ для случая нарушения теоремы Померанчука в каон-нуклонных взаимодействиях, а также анализируются различные сложные Редже-модели /18, 23, 21, 24, 25, 10, 14, 19, 26, 27, 28/, дающие качественные объяснения экспериментальных данных по полным сечениям в области серпуховских энергий.

Одним из экспериментов, который может ограничить круг многочисленных Редже-моделей, есть эксперимент по регенерации нейтральных каонов.

В литературе имеются работы, посвященные использованию различных видов дисперсионных соотношений для вычисления отношения действительной и мнимой частей амплитуды регенерации /29-42/. Все эти предсказания, вследствие большой неопределенности во входных данных, весьма разнообразны и, в основном, носят качественный характер. В случае нарушения теоремы Померанчука они указывают на изменение знака реальной части амплитуды регенерации в зависимости от энергии, но значение энергии, при которой это происходит, лежит в интервале 25-1000 Гэв.

В работе /42/ на основе метода, развитого А.А. Логуновым, Нгуен Ван Хьюе и П. Тодоровым /41/, показано, что если мнимая часть функции имеет логарифмическое поведение:

$$\text{Im } f_{21}^0(s) \approx S \cdot (\ln S)^\beta, \quad (7)$$

то:

$$\lim_{S \rightarrow \infty} \left| \frac{\text{Re } f_{21}^0(s)}{\text{Im } f_{21}^0(s)} \right| \geq \text{const} \cdot \ln S. \quad (8)$$

Если же асимптотическое выражение амплитуды $f_{21}^0(s)$ имеет вид:

$$f_{21}^0(s) \approx S^\alpha (\ln S)^\beta, \quad \alpha < 1, \quad (9)$$

то:

$$\varphi_{21}^0 = \frac{\operatorname{Im} f_{21}^0(s)}{\operatorname{Re} f_{21}^0(s)} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \operatorname{ctg} \frac{\pi \alpha}{2}, \quad (10)$$

т.е. фаза амплитуды регенерации асимптотически постоянна. Изучая трансмиссионную регенерацию на водороде, можно проверить возможности (8), (10) в доступной области энергий.

В течение 1968-1970 г.г. в Лаборатории высоких энергий была создана экспериментальная установка - бесфильмовый искровой спектрометр на линии с ЭВМ /43/. Установка была смонтирована и настроена на нейтральном пучке в экспериментальном павильоне серпуховского ускорителя. В течение 1970-1971 г.г. в три этапа был проведен эксперимент по изучению трансмиссионной регенерации нейтральных каонов на мишени-регенераторе - 3-метровой жидководородной мишени /44/.

В настоящей работе исследуется энергетическая зависимость амплитуды $K_L^0 - K_S^0$ регенерации на водороде. Для исследования используется экспериментальная информация, полученная на третьем этапе проведения эксперимента в интервале импульсов 14-50 Гэв/с с длиной распадного объема около 9 м.

Диссертация состоит из семи разделов и трех приложений.

Первый раздел - введение.

Во втором разделе кратко описаны свойства системы нейтральных каонов, явление регенерации $K_L^0 - K_S^0$ и интерференции в распадах $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

В третьем разделе рассматривается постановка задачи и вопросы асимптотического поведения амплитуд рассеяния частиц и

античастиц, обсуждаются основные следствия для амплитуды регенерации каонов на водороде в случае возможного нарушения теоремы Померанчука, различные предсказания на энергетическое поведение модуля и фазы амплитуды регенерации из дисперсионных соотношений и различных моделей Редже (моделей комплексных угловых моментов).

В четвертом разделе приведены экспериментальные данные, существующие в мире по измерению амплитуды регенерации на нуклонах и ядрах.

В пятом разделе описаны метод измерения трансмиссионной регенерации, пучок нейтральных частиц, экспериментальная установка и проведение эксперимента.

Для получения информации при максимально возможных энергиях ось канала была ориентирована под углом 1^0 к направлению первичного протонного пучка в камере ускорителя. Эксперимент проводился с помощью экспериментальной установки - бесфильмового искрового спектрометра на линии с ЭВМ БЭСМ-3М /43/. В состав его входили магнит, искровые камеры, система сцинтилляционных счётчиков и детекторы мюонов и электронов для идентификации частиц /45, 46, 47, 48/. Геометрия установки и значение интеграла магнитного поля были оптимизированы для длины распадного объема около 9 м и максимальной эффективности регистрации $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распадов для импульсного интервала 20-40 Гэв/с. Установка эксплуатировалась при интенсивности протонов на внутреннюю мишень в ускорителе $(1-3) \cdot 10^{11}$ р/ц и времени сброса от 400 мсек до 1,5 сек. В течение трех сеансов общей длительностью около 550 ч. на магнитные ленты было записано $\sim 1,5 \cdot 10^6$ запусков установки на водороде и $\sim 0,485 \times 10^6$ запусков без него. Вся полученная информация была

переписана на магнитные ленты международного стандарта для последующей обработки на больших ЭВМ.

Шестой раздел посвящен описанию методики обработки экспериментальной информации и получения физических результатов. Геометрическую реконструкцию зарегистрированных распадов осуществляла специальная программа "ВИЛЛА"/49/. Затем с помощью созданной программы "КСАМЕКС" проводилась статистическая обработка и фильтрация событий. Она проводилась в два этапа.

Первым этапом была статистическая обработка и качественный анализ всех событий, записанных после геометрической реконструкции программой "ВИЛЛА".

На втором этапе для увеличения доли распадов $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ относительно других типов распада были созданы МИНИ ДСТ магнитные ленты суммарных результатов, которые содержали 63780 событий на водороде и 18960 событий на макете. На этом статистическом материале был проведен систематический анализ событий. Были изучены различные геометрические и кинематические распределения событий, получены необходимые коррекции кинематических величин (импульсов распадных частиц, положение мишени в камере ускорителя и т.д.). Наличие детекторов мюонов и электронов позволило изучить фон от трехчастичных распадов и вычесть его при отборе $K_{L,S}^0$ -распадов. Это существенно снизило фон и повысило качество экспериментальной информации. Мы провели исследование разрешающей способности спектрометра по инвариантной массе и углу, которая, как было показано /50,51/, зависит от импульса каона и определяется формулами:

$$\begin{aligned} \sigma_m(p) &= (2,06 + 0,058 \cdot p / \text{ГэВ/с}) \text{ МэВ/с}^2 \\ \sigma_{\theta^2}(p) &= (0,0172 + 9,14 \cdot p^{-2} / \text{ГэВ}^{-2}/\text{с}^{-2}) \text{ мрад}^2 \end{aligned} \quad (II)$$

и сравнили полученные результаты с расчётами по методу Монте-Карло с учётом экспериментальных ошибок, полученными с помощью метода из работы /52/. Энергетическая зависимость разрешения по массе и углу и сравнение с расчётами представлены на рис.1. По проведенному анализу были определены правила отбора $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ -распадов:

- 1) распадные частицы не должны быть лептонами;
- 2) инвариантная масса $m_{\pi\pi}$, идентифицированных как пионы распадных частиц, должна быть в пределах:

$$m_{\pi\pi} = 498 \text{ МэВ/с}^2 \pm 3 \cdot \sigma_m(p);$$

- 3) угол θ между направлениями полета падающего и выходящего рассеянного каона должен удовлетворять условию: $\theta^2 \leq [3\sigma_{\theta^2}(p)]^2$.

После отбора событий по критериям 1) - 3) и вычитания оставшегося фона путем экстраполяции соответствующего θ^2 -распределения из области больших значений θ^2 в области пика было получено около 5000 и 800 событий в измерениях с водородом и без него соответственно. Для последующего анализа отобранные события с импульсами от 14 до 50 ГэВ/с были разделены на интервалы шириной ± 2 ГэВ/с, а внутри каждого интервала события были распределены по временным интервалам. На рис.2 представлено суммарное распределение числа распадов $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ для всех интервалов ΔP в зависимости от времени в системе покоя K^0 , прошедшего с момента его выхода из регенератора до момента распада, и результаты их аппроксимации формулой (2). При аппроксимации мы использовали параметры слабых взаимодействий из работы /53/. Спектр каонов $S(p)$ был определен по распадам K_{M3} и K_{L3} , зарегистрированным установкой. Эффективность регистрации событий $\mathcal{E}(p,t)$ была вычис-

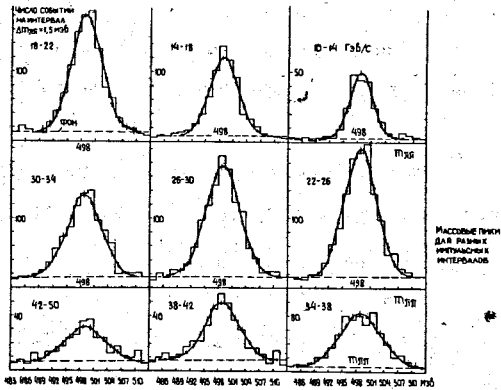


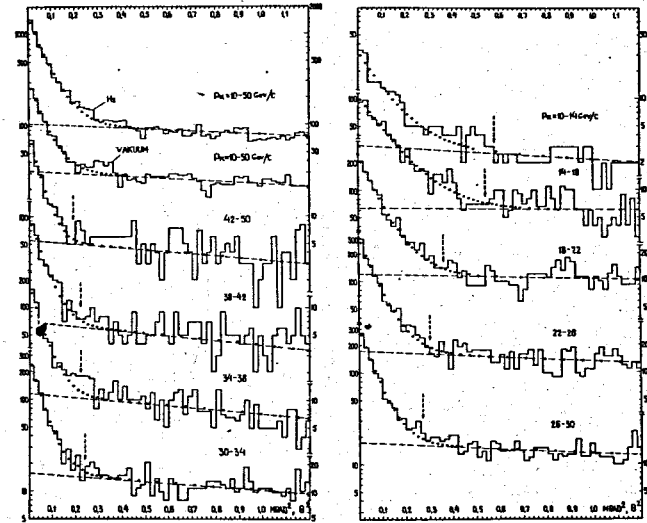
Рис. I. Разрешающая способность спектрометра по инвариантной массе и углу в зависимости от импульса каона.

а). Массовые пики, полученные для различных импульсных интервалов;

сплошная линия - результат аппроксимации гладкой функцией:

$$N\rho(m_{\pi\pi}) = N_{\text{фон}}(\rho) + N_{\text{макс}}(\rho) \cdot \exp\left[-\frac{(m_{\pi\pi} - \bar{m}_{\pi\pi}(\rho))^2}{2\sigma_{m_{\pi\pi}}^2(\rho)}\right];$$

пунктирная линия - фон, определяемый $N_{\text{фон}}(\rho)$.

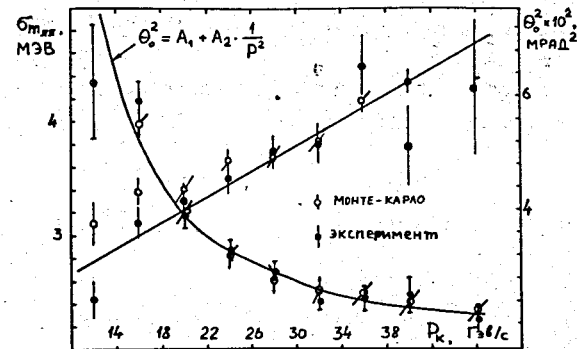


б). Угловые распределения кандидатов в двухпионные события, отобранные в интервале по инвариантной массе $m_{\pi\pi} = 498 \pm 3 \cdot \sigma_{m(\rho)}$

точки - результат аппроксимации функцией:

$$N(\theta^2) = B_4 + B_3 \theta^2 + B_1 \cdot \exp\{-B_2 \theta^2\},$$

пунктирная линия - фон.



в) Результаты аппроксимации данных формулами (II) и сравнение с расчетами по Монте-Карло.

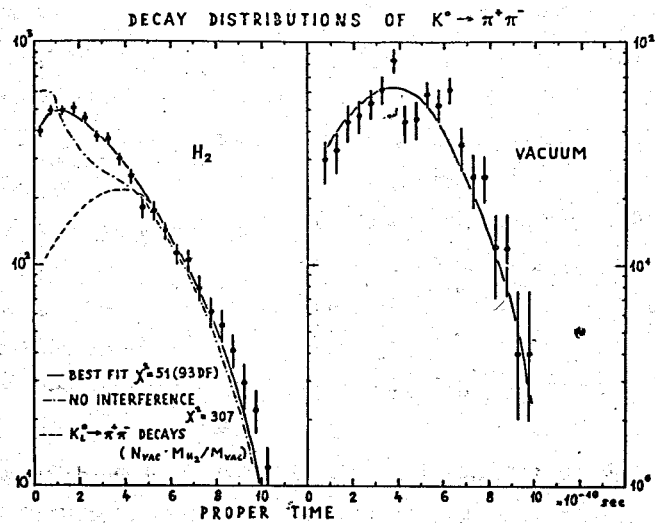


Рис.2. Распределение числа распадов $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в зависимости от времени в системе покоя K^0 , прошедшего с момента его вылета из регенератора до момента распада: сплошная линия - результат аппроксимации формулой (2); штрих - пунктирная - формулой (2) без интерференционного члена; пунктирная линия - $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ распады.

лена методом Монте-Карло с учётом экспериментальных ошибок /52/. Мониторирование экспериментальных данных осуществлялось двумя способами по трехчастичным распадам $K_{L,S}^0$ и $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ с привлечением данных о параметрах CP-нарушения из таблиц /53/, а также в рамках только нашего эксперимента с использованием измерений без водорода. По результатам этой аппроксимации были вычислены величины $2|f_{21}^0(\rho)|/K$, $\varphi_{21}^0(\rho)$ и $(d\sigma/dt)_{t=0}$. На основе оптической теоремы (3) получена разность полных сечений $\Delta\sigma(\rho)$. Физические результаты представлены на рис.3,4 и в таблице 1. Для выяснения зависимости результатов измерений амплитуды регенерации от параметров слабых взаимодействий мы провели аппроксимацию данных формулой (2) для других возможных величин из выполненных экспериментов /54/. Исследования показали, что экспериментальные данные слабо чувствительны к параметрам слабых взаимодействий и нет влияния их на характер энергетического поведения амплитуды регенерации.

В седьмом разделе представлены выводы и сравнение экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями и данными по регенерации при энергиях до 10 Гэв. Мы исследовали зависимость физических параметров $2|f_{21}^0(\rho)|/K$, φ_{21}^0 , $(d\sigma/dt)_{t=0}$ от импульса каона, аппроксимируя их зависимость $\sim A_1 P^{A_2}$ (12), где A_1 и A_2 - искомые параметры. Результаты представлены на рис.3,4 и в таблице 2.

Итоги диссертации можно разделить на две части: методическую и физическую.

Методические результаты:

I. Создана специальная программа статистической обработки информации КСАМЕКС. При этом был использован опыт создания аналогичных программ в ЦЕРНе. Программа работала как с эксперименталь-

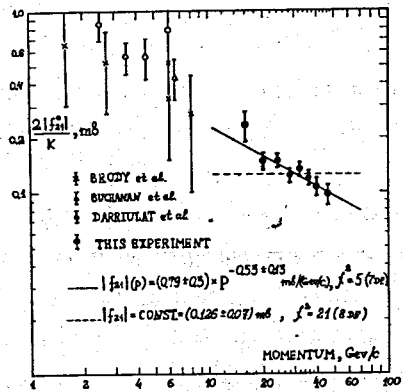
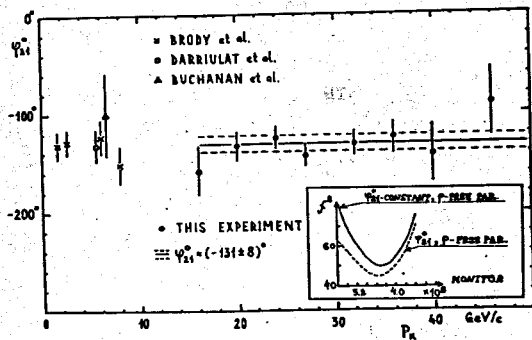


Рис.3. Амплитуда трансмиссионной регенерации нейтральных каонов в зависимости от импульса:

а) модуль амплитуды $(2|f_{21}^0(p)/K|)$.

Приведены результаты аппроксимации формулой (I2) и в предположении отсутствия зависимости от импульса.



б) фаза амплитуды $(\varphi_{21}^0(p))$,

сплошная линия со значением $\varphi_{21}^0 = (-131 \pm 8)^\circ$ - вариант аппроксимации данных в предположении, когда φ_{21}^0 - общая для всех импульсных интервалов. Приведены также данные работ /55-57/.

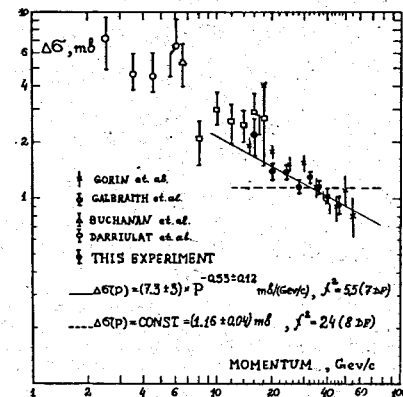


Рис.4. Разность полных сечений каонов и антикаонов в функции импульса.

Приведены результаты аппроксимации формулой (I2) и в предположении отсутствия зависимости от импульса.

Приведены также данные работ /56-59/.

Таблица № 1

Экспериментальные данные по регенерации на водороде

P_K Гэв/с	$2 f_{21}^0(p) /K$	φ_{21}^0	$\Delta\sigma$	$(d\sigma/dt)_{t=0}$
	МБ	град	МБ	$\frac{МБ}{(Гэв/с)^2}$
14-18	0.234 ± 0.043	-158 ± 25	2.22 ± 0.46	$0,111 \pm 0.041$
18-22	0.147 ± 0.015	-134 ± 15	1.39 ± 0.14	0.044 ± 0.009
22-26	0.149 ± 0.012	-124 ± 12	1.42 ± 0.12	0.045 ± 0.007
26-30	0.123 ± 0.010	-144 ± 13	1.17 ± 0.09	0.031 ± 0.005
30-34	0.136 ± 0.010	-131 ± 13	1.29 ± 0.10	0.037 ± 0.006
34-38	0.120 ± 0.010	-125 ± 16	1.14 ± 0.08	0.029 ± 0.005
38-42	0.109 ± 0.012	-142 ± 29	1.03 ± 0.09	0.024 ± 0.005
42-50	0.097 ± 0.012	-90 ± 35	0.92 ± 0.09	0.019 ± 0.005
			средняя $\varphi_{21}^0 = (-132,4 \pm 5,7)^\circ$	

Таблица № 2

Результаты аппроксимации данных зависимостью

 $A_1 \cdot P^{-A_2}$ (7 степеней свободы)

	$2 f_{21}^0(p) /K$	$(d\sigma/dt)_{t=0}$	$\Delta\sigma(p)$
A_1	0.79 ± 0.3	1120 ± 1004	7.3 ± 3
A_2	0.53 ± 0.13	1.03 ± 0.26	0.53 ± 0.12
χ^2	5	4.5	5.5

ной информацией на МИНИ ДСТ лентах, так и с моделированными событиями, накопленными на магнитных лентах по методу Монте-Карло.

С целью экономии времени ЭВМ и создания максимально возможной гибкости и удобства в работе на ЭВМ СЭС I604A был использован ряд особенностей, а именно:

- 1) чередование проверки различных тестов с проведением дополнительных расчетов;
- 2) разделение тестов на простые и сложные;
- 3) возможность суммирования и построения взвешенных распределений;
- 4) возможность осуществления режима продолжения обработки информации после перерыва;
- 5) чтение рекорда в буфер ЭВМ проводилось одновременно с обработкой предыдущего рекорда.

2. Проведено исследование разрешающей способности спектрометра по массе и углу в зависимости от импульса. Как показало изучение соответствующих распределений, разрешения спектрометра по массе и углу определяются формулами (II). Это означает, что в интервале импульсов каонов 10-50 Гэв/с разрешающая способность по углу составляет $0,2 \pm 0,4$ мрад и инвариантной массе от 2,45 до 4,5 Мэв. Изучение разрешающей способности спектрометра позволило улучшить качество отбора двухпионных распадов, так как критерии по углу и массе являются основными при их отборе. Кроме того, это исследование имеет самостоятельный методический интерес для совершенствования соответствующих спектрометров. Аналогичных исследований для установок такого класса ранее не проводилось.

Физические результаты:

1. Впервые измерено энергетическое поведение фазы амплитуды регенерации на водороде в области высоких энергий от 14 до 50 Гэв.

2. Экспериментальные результаты показывают, что в этом интервале энергий фаза амплитуды регенерации в пределах ошибок постоянна, и ее среднее значение равно $\varphi_{21}^0 = -132.4^\circ \pm 5.7^\circ$, что согласуется с предсказаниями МКМ с учетом вклада в амплитуду ρ и ω полюсов /14/.

3. Модуль амплитуды регенерации $2|f_{21}^0(p)|/k$ и дифференциальное сечение $(\frac{d\sigma}{dt})_{t=0}(K^+p \rightarrow K^+p)$ уменьшается с увеличением энергии по закону (5) и (6) соответственно. Например,

$2|f_{21}^0(p)|/k = (0.79 \pm 0.3) \cdot p - (0.53 \pm 0.12)$ мб/Гэв/с, что совпадает с предсказаниями той же модели /14/.

4. Полученные экспериментальные данные как для фазы, так и для модуля амплитуды регенерации в данном интервале энергий исключают нарушение теоремы И.Я.Померанчука /6/ в рассеянии каонов и антикаонов на протонах.

5. Экспериментальные данные не требуют рассмотрения более сложных моделей МКМ с привлечением комплексных полюсов Редже, диполей и т.д. /10, 14, 18, 21, 23-28/.

6. Разность полных сечений взаимодействий каонов и антикаонов на протонах $\Delta\sigma(p) = \sigma_{tot}(K^+p) - \sigma_{tot}(K^-p)$, вычисленная на основании полученных нами данных $2|f_{21}^0(p)|/k$ и φ_{21}^0 с использованием оптической теоремы, уменьшается с увеличением энергии по закону:

$$\Delta\sigma(p) = (7.3 \pm 3) \times p - (0.53 \pm 0.12) \text{ мб/Гэв/с.}$$

Эти результаты хорошо согласуются с результатами измерений полных изотопически сопряженных сечений K^+ и K^- -мезонов на нейтронах /58/.

Из наших экспериментальных данных по фазе и модулю амплитуды регенерации можно получить параметр Редже траектории $\alpha(0)$, который оказался равным $\alpha(0) = 0.53 \pm 0.12$, что хорошо согласуется с предсказаниями МКМ с учетом вклада в амплитуду ω и ρ полюсов.

8. Независимость от энергии в интервале 10-55 Гэв полных сечений K^+n взаимодействий, установленная в работе /62/ и уменьшение разности $\Delta\sigma(p)$, полученное из наших данных, свидетельствуют о росте полных сечений K^+n -взаимодействий, независимо обнаруженном в работе /58/.

9. Опираясь на установленный нами закон изменения разности полных сечений $\Delta\sigma(p)$ и выполнимость теоремы Померанчука, а также принимая во внимание существующие данные по полным сечениям K^+n взаимодействий в области до 55 Гэв/с, можно ожидать заметное возрастание полного сечения K^+n -взаимодействия уже в области 100-200 Гэв/с.

10. Мы аппроксимировали наши данные зависимостями (8) и (10) /42/. Результаты показывают, что асимптотическое поведение (10) лучше удовлетворяет экспериментальным данным ($\chi^2 = 4$ при 8 степенях свободы), чем (8) ($\chi^2 = 10$) при 8 степенях свободы.

Основные результаты настоящей работы докладывались на Международной конференции по физике высоких энергий в Батавии (1972) и Международной конференции по аппаратуре для физики высоких энергий во Фраскати (1973), а также опубликованы в работах / 50, 51, 60, 61, 63/.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.С.Вовенко и др. Депонированное сообщение ОИЯИ, Б2-1-5362, Дубна, 1970 г.
2. Э.О.Оконов. Препринт ОИЯИ Р-1-3788, Дубна, 1968.
3. K.Winter, Vorschlag zum Bau eines 40 GeV Photonsynchrotrons, Kernforschungszentrum Karlsruhe Institut für Experimentall Kernphysik, Juli, 1967, s. 1-22.
4. R.H.Good et al., Phys.Rev., 124, 1223 (1961).
5. J.H.Smith, A.Watterberg, NAL Summer Study, 1968.
6. I.Ya.Pomeranchuk, ЖЭТФ, 34 (1958) 725.
7. V.N.Gribov et al., Phys.Lett., 32B, 129 (1970).
8. А.А.Ансельм и др. ЯФ, II, 896 (1970).
9. D.Horn, Phys.Lett., 31B, 30 (1970).
10. R.J.Eden, Phys.Rev., 2D (1970) 529.
11. S.M.Roy, Phys.Lett., 34B, № 5, 407 (1971).
12. С.С.Герштейн и др. Письма ЖЭТФ II, 72 (1970).
13. J.Finkelstein, S.M.Roy, Phys.Lett., 34B, 322 (1971); Ref. TH 1279 - CERN, 1971.
14. В.А.Лисин, С.Г.Сухоруков, К.А.Тер-Мартirosян. Препринт ИТЭФ Nucl.Phys., B40 (1972) 298-306. № 871, 1971.
15. F.R.Gilman, Phys.Rev., 171 (1968) 1453.
16. N.Cabibbo, Phys.Lett., 22 (1967) 212.
17. M.L.Blackmon, G.R.Goldstein, Phys.Rev., D1 (1970) 2707.
18. V.Barger, R.Phillips, Phys.Lett., 33B, 425 (1970).
19. V.Barger, R.Phillips, Phys.Rev., D2 (1970) 1871; C00-281, 1970.
20. V.Barger, R.Phillips, Phys.Lett., 31B (1970) 643.

21. А.И.Лендел, К.А.Тер-Мартirosян. Письма ЖЭТФ, II, 70(1970)
22. К.Б.Боресков и др. Препринт ИТЭФ № 865, 1971.
23. В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 53, 654 (1967)
24. V.Barger, R.J.Phillips, Phys.Rev.Lett., 24 (1970) 291.
25. В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЯФ 8, 1002, 1213 (1968)
26. J.Finkelstein, Phys.Rev.Lett., 24 (1970) 172.
27. S.C.Frautshi, B.Margolis, Nuovo Cim., 56A (1968) 1155.
28. G.F.Chew, D.R.Snidder, Phys.Lett., 31B, 75 (1970).
29. M.Iusignoli et al., Nuovo Cim., 49A (1967) 705.
30. M.Iusignoli et al., Nuovo Cim., 45A, 792 (1966).
31. M.Iusignoli et al., Phys.Lett., 24B, 296 (1967).
32. N.M.Queen et al., Fortschritte der Physik, 12, 467 (1969).
33. И.Г.Азнаурян, Л.Д.Соловьев. ЯФ 12, 638 (1970)
34. О.В.Думбрайс, Н.М.Куин. Письма ЖЭТФ, II, 414 (1970)
Препринт ОИЯИ Р2-4962 (1970).
35. О.В.Думбрайс, Н.М.Куин.
Письма ЖЭТФ 12, 191 (1970)
36. O.V.Dumbraais, N.M.Queen, Phys.Lett., 32B, 65 (1970).
37. Думбрайс О.В. и др. Nucl.Phys. B26, 497 (1971).
Препринт ОИЯИ Е2-5216 (1970)
38. М.Е.Вишневский и др. Препринт ИТЭФ № 815, 1970.
39. З.Р.Бабаев, П.И.Маргвелашвили. Препринт ИФВЭ 70-69.
40. B.Margolis, G.Bochman, T.Weare, Ref. Th 1187 - CERN, 1970.
41. А.А.Логунов, Nguen van Hieu, P.Todorov, Ann. of Phys., 31 (1965) 203;
Phys.Lett., 2 (1969) 71.

42. Нгуен Ван Хьеу. Теоретическая и математическая физика
т.8 № 3 (1971) 354.
43. С.Г.Басиладзе и др. Сообщение ОИЯИ, PI-536I, Дубна, 1970.
44. Л.Б.Голованов и др. Сообщение ОИЯИ, 8-54I6, Дубна, 1970.
45. Т.С.Григалашвили и др. Препринт ОИЯИ, P3-5324, Дубна, 1970.
46. В.К.Бирулев и др. Сообщение ОИЯИ, I-6660, Дубна, 1972.
47. К.-Ф.Альбрехт и др. Сообщение ОИЯИ, I-7305, Дубна (1973).
48. В.К.Бирулев и др. Сообщение ОИЯИ, I-7307, Дубна (1973)
49. Д.Вестергомби и др. Сообщение ОИЯИ, PI0-7284, Дубна (1973).
50. В.К.Бирулев и др. Сообщение ОИЯИ, PI-7083, Дубна (1973).
51. В.К.Бирулев и др. Сообщение ОИЯИ, PI-6878, Дубна (1973).
52. К.Ф.Альбрехт и др. Сообщение ОИЯИ, I-7549, Дубна (1973г.)
53. Particle Data Group, Phys.Lett., April 1972.
54. N.Barash-Schmidt, Reviews of Modern Phys., Vol. 45, № 2,
Part II, April 1973.
55. A.Brody et al., Phys.Rev.Lett., 26 (1971) 1050.
56. P.Darriulat et al., Phys.Lett., 33B (1970) 433.
57. C.Buchanan et al., Phys.Lett., 37B (1971) 213.
58. Д.Горин и др. ЯФ, I7 (1973) 309.
59. Galbraith et al., Phys.Rev., 138B (1965) 913.
60. V.K.Birulev et al., JINR, EI-6851, Dubna (1972).
61. V.K.Birulev et al., International Conf. on Instrum. for
High Energy Phys., Frascati, Italy, May 8-12, 1973, p. 688,
703.
62. J.B.Allaby et al., Yadernaya Fizika, 12 (1970) 538 ;
Phys.Lett., 30B (1969) 500.

63. G.Giacomelli, Strong I_n Interactions at High Energies,
Rapporteur's talk at the XVI Intern.Conf. on High Energy
Phys. (Chicago, Batavia) Proc. of XVI Intern. Conf. on
High Energy Phys., vol. 3, 1972, pp. 219-320.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 февраля 1974 года.