

А БЮБЦЮК

- [1] *A.A.Vorobyov, G.A.Korolev, V.A.Schegelsky, G.Ye.Solyakin, G.L.Sokolov and Yu.K.Zalite. //Nucl. Instr. Meth., 1974. V.119 (No 3) P.509—519.*
- [2] *A.A.Vorobyov, G.A.Korolev, A.V.Dobrovolsky, A.V.Khanzadeev, G.E.Petrov, E.M.Spiridenkov, Y.Terrien, J.C.Lugol, J.Saudinos, B.H.Silverman and F.Wellers. //Nucl. Instr. Meth., 1988. V.A270 (No 2,3) P.419—430.*
- [3] *A.V.Dobrovolsky, A.V.Khanzadeev, G.A.Korolev, E.M.Maev, V.I.Medvedev, G.L.Sokolov, N.K.Terentyev, Y.Terrien, G.N.Velichko, A.A.Vorobyov and Yu.K.Zalite. //Nucl. Phys., 1983. V.B214 (No 1) P.1—20.*
- [4] *B.H.Silverman, J.C.Lugol, J.Saudinos, Y.Terrien, F.Wellers, A.V.Dobrovolsky, A.V.Khanzadeev, G.A.Korolev, G.E.Petrov, E.M.Spiridenkov and A.A.Vorobyov. //Nucl. Phys., 1989. V.A499 (No 4) P.763—788.*
- [5] *G.D.Alkhazov, S.L.Belostotsky, A.A.Vorobyov. //Phys. Rep., 1978. V.42C (No 2) P.89—144.*
- [6] *O.G.Grebenjuk, A.V.Khanzadeev, G.A.Korolev, S.I.Manayenkov, J.Saudinos, G.N.Velichko and A.A.Vorobyov. //Nucl. Phys., 1989. V.A500 (No 3) P.637—652.*
- [7] *Г.Н.Величко, А.А.Воробьев, О.Г.Гребенюк, Г.А.Королев, Ж.Содинос, А.В.Ханзадеев. //Ядерная Физика, 1988. Т.47 (вып. 5) С.1185—1292.*
- [8] *Г.Н.Величко, А.А.Воробьев, А.В.Добровольский, Г.А.Королев, С.И.Манаенков, Ж.Содинос, А.В.Ханзадеев. //Ядерная Физика, 1985. Т.42 (вып. 6) С.1325—1336.*
- [9] *Г.Д.Алхазов, С.Л.Белостоцкий, Ю.В.Доценко, О.А.Домченков, Н.П.Куропаткин, В.Н.Никулин. //Ядерная Физика, 1985. Т.41 (вып. 3) С.561—572.*
- [10] *С.И.Манаенков. //Ядерная Физика, 1993. Т.56 (вып. 11) С.126—129.*
- [11] *С.И.Манаенков. //Ядерная Физика, 1988. Т.48 (вып. 5) С.1260—1272.*
- [12] *В.Н.Грибов. //ЖЭТФ, 1969. Т.56 (вып. 3) С.892—901.*
- [13] *L.G.Dakhno and N.N.Nikolaev. //Nucl. Phys., 1985. V.A436 (No 4) P.653—687.*
- [14] *J.P.Burq, M.Chemarin, M.Chevallier, A.S.Denisov, T.Ekelof, J.Fay, P.Grafstrom, L.Gustafsson, E.Hagberg, B.Illе, A.P.Kashchuk, G.A.Korolev, A.V.Kulikov, M.Lambert, J.P.Martin, S.Maury, J.L.Paumier, M.Querrou, V.A.Schegelsky, I.I.Tkach, M.Verbeken and A.A.Vorobyov. //Nucl. Phys., 1981. V.B187 (No 2) P.205—230.*
- [15] *В.Г.Аблеев, В.Д.Апокин, А.А.Воробьев, Г.Н.Величко, Ю.К.Залите, Г.А.Королев, Е.М.Маев, Ю.А.Матуленко, С.Б.Нурушев, Н.М.Пискунов, В.С.Селезнев, В.В.Сиксин, И.М.Ситник, В.Л.Соловьянов, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, Н.К.Терентьев, А.В.Ханзадеев, В.И.Шаров, В.А.Щегельский. //Ядерная Физика, 1981. Т.34 (вып. 3) С.769—776.*

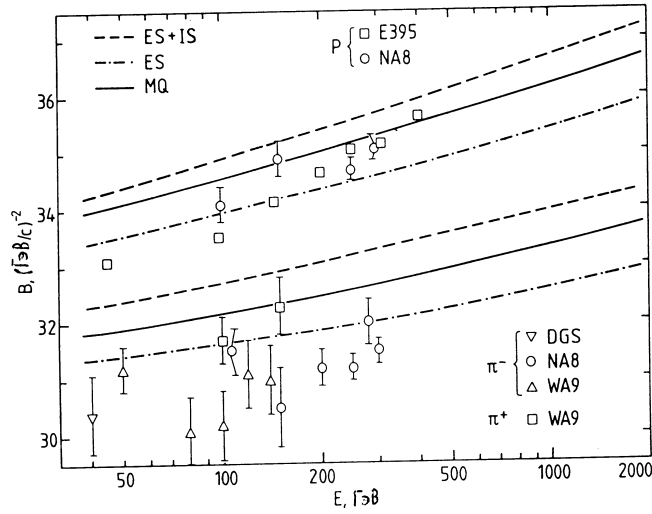


Рис. 8. Сравнение рассчитанных наклонов дифракционного конуса $p\alpha$ - и $\pi\alpha$ -рассеяния с экспериментальными данными. Описание кривых и данных опыта дано на рис. 7.

для адрона радиуса R_h , состоящего из N_h кварков, на мешке радиуса R_B с N_B кварками в нем

$$\sigma_{hB} = N_B N_H \pi \alpha_s^2 \frac{R_B^2 R_h^2}{R_B^2 - R_h^2} \ln(R_B^2 / R_h^2), \quad (3)$$

где α_s - константа сильных взаимодействий. Если в (3) положить $N_B = 3$ и $R_B = R_N$, мы получим сечение рассеяния адрона на нуклоне. Отсюда легко найти для отношения сечений нуклона на $12q$ -мешке к сумме сечений на четырех нуклонах выражение $\sigma(N - 12q) / [4\sigma(NN)] = \xi(\xi - 1)^{-1} \ln \xi$, где $\xi = R_B^2 / R_N^2$. Подставляя сюда $R_{12q} = \sqrt{2}R_N$, получим $\sigma(N - 12q) / [4\sigma(NN)] = 2 \ln 2 \approx 1.4$. Физическая причина, почему нуклон в 1.4 раза сильнее взаимодействует с $12q$ -мешком, чем с четырьмя нуклонами состоит в следующем. Обмен глюоном между кварками налетающего нуклона и бесцветной системой (нуклон, $12q$ -мешок) невозможен для слишком мягких глюонов с длиной волны $\lambda \geq$ радиуса системы, которые не "видят" отдельных кварков в ней, а взаимодействуют только с полным цветовым зарядом системы, равным нулю. Для взаимодействия налетающего нуклона с нуклоном $\lambda \geq R_N$, а с $12q$ -мешком $\lambda \geq \sqrt{2}R_N$, то есть в игру во втором случае вступают более мягкие глюоны, увеличивающие сечение.

Подведем итог обсуждения упругого $p\alpha$ - и $\pi\alpha$ -рассеяния. При промежуточных энергиях имеется серьезное расхождение рассчитанных на основе теории Глаубера дифференциальных сечений $p^4\text{He}$ -рассеяния с прецизионными экспериментальными данными в области малых углов рассеяния ($|t| \leq 0.08$ (ГэВ/с)²), которое не может быть объяснено поправками к теории. Это расхождение, возможно, связано с тем, что использовавшиеся до сих пор ядерные волновые функции были недостаточно реалистичны. Вполне вероятно, что корректное описание структуры α -частицы и ее взаимодействия с адронами требует выхода за рамки традиционных представлений о ядре ^4He как о системе четырех нуклонов. При высокой энергии расхождение расчетов с данными опыта по полным сечениям и наклонам удалось устранить с помощью гипотезы о примеси $12q$ -мешка к основному состоянию ядра ^4He . Но необходимо проверить эту гипотезу в других явлениях. В идеале волновая функция ^4He должна быть получена в динамической теории кварков. Эта грандиозная задача в настоящее время еще очень далека от реализации.

лаевым в [13], сравнивались с экспериментальными сечениями, полученными Воробьевым и др. в [14], [15] и Никитиным и др. (1981). В [13] использовалась феноменологическая волновая функция ядра ${}^4\text{He}$, взятая в виде произведения одночастичных функций. Показано, что двухчастичные NN -корреляции, обусловленные отталкивательным кором на малых расстояниях, несущественны в исследуемых процессах. В двух лучших подгонках авторам работы [13] удалось хорошо описать зарядовый формфактор α -частицы вплоть до $q^2 = 0.8$ (ГэВ/с) 2 , причем учитывались как протонный, так и нейтронный зарядовые формфакторы. Расчетные неопределенности вклада неупругой экранировки в полное сечение не превышают 0.6 мбн [13]. Абсолютно нормированные экспериментальные полные сечения $p\alpha$ -рассеяния [14] систематически превышают во всем измеренном диапазоне энергий на 2–3 мбн рассчитанные сечения, как это видно из рис. 7. Данные по $\pi\alpha$ -рассеянию несколько менее точны, но превышение в 1–2 мбн экспериментальных полных сечений над теоретическими также является систематическим. После включения в расчет неупругой экранировки теоретически предсказанный наклон b превышает его экспериментальное значение на величину ~ 1 (ГэВ/с) $^{-2}$, как это видно из рис. 8. В случае рассеяния пионов на ${}^4\text{He}$ расхождение в наклонах больше и достигает величины ~ 2 (ГэВ/с) $^{-2}$.

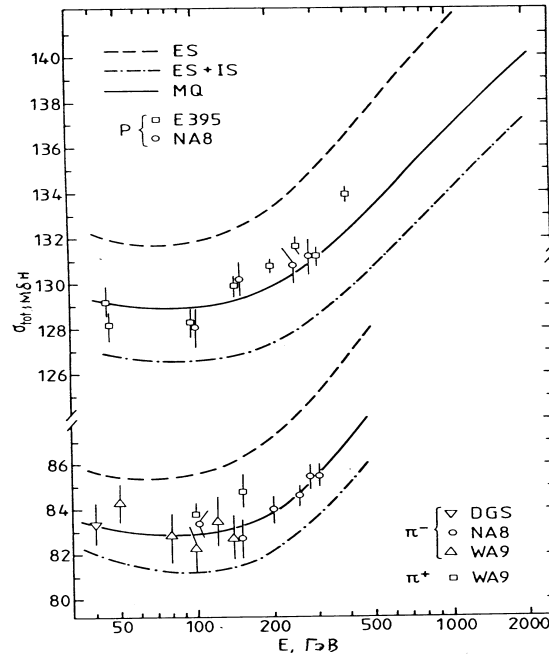


Рис. 7. Сравнение экспериментальных полных $p\alpha$ - и $\pi\alpha$ -сечений с расчетами. WA9, NA8 – [14], DGS – [15], E395 – Никитин и др (1981). Расчеты: ES – учтена только упругая экранировка, ES+IS – добавлена неупругая экранировка, MQ – добавлен вклад $12q$ -мешка.

Для достижения согласия с опытом Дахно и Николаев выдвинули гипотезу о наличии 12% примеси двенадцатикваркового мешка к основному состоянию ${}^4\text{He}$. Поскольку радиус $12q$ -мешка согласно модели мешков равен $\sqrt{2}r_p = 1.15$ Фм, что меньше радиуса ${}^4\text{He}$, его примесь дает $\pi 12q$ - и $p 12q$ -амплитуды, медленнее убывающие с $|t|$, чем обычная глауберовская амплитуда. Добавление $12q$ -мешка позволяет уменьшить b и улучшить согласие с экспериментом (см. рис. 8). Вследствие уменьшения b сдвигается расчетная величина положения дифракционного минимума $p\alpha$ ($\pi\alpha$) дифференциального сечения в область больших $|t|$ и достигается согласие с опытом. Чтобы понять, почему вырастает полное сечение, обратимся к формуле, описывающей в приближении двухглюонного обмена полное сечение

сечений. Простейшее предположение, состоящее в том, что фазовый анализ дает завышенные значения b_{pp} и b_{np} , противоречит хорошему описанию pd -рассеяния (см. рис. 6) с помощью тех же NN -амплитуд. Более того, сечение pd -рассеяния наиболее чувствительно к тем же двум NN -амплитудам (скалярной и спин-орбитальной), что и $p\alpha$ -рассеяние [6]. Другим объяснением могла бы быть гипотеза, состоящая в том, что радиус нейтронного распределения в α -частице меньше протонного на величину $\Delta r \approx 0.2$ Фм [9]. Но это предполагает сильное нарушение изотопической инвариантности, так как такое различие радиусов не может быть обусловлено кулоновским отталкиванием протонов.

В [6] учитывались френелевские поправки к теории Глаубера, ферми-движение нуклонов в ${}^4\text{He}$, вклады перезарядки нуклона и процесса возбуждения $\Delta(1235)$ -изобары в промежуточном состоянии. Каждый из этих эффектов дает поправки порядка статистической ошибки экспериментальных данных [6], [8] и должен, поэтому, учитываться, но ни один из них не устраняет двадцатипроцентное расхождение в сечении при $-t = 0.08$ (ГэВ/с)² (см. рис. 6). Волновая функция ${}^4\text{He}$ в [6] была феноменологической с двумя параметрами, подобранными при описании электронных данных при $|t| \leq 0.4$ (ГэВ/с)². Она не содержала D -волнового компонента, на существование которого указывают как расчеты с реалистическими NN -потенциалами, так и эксперимент. Но вычисления, выполненные в [10] с двумя реалистическими волновыми функциями ${}^4\text{He}$, показали, что учет D -волнового компонента не решает проблему.

Нуклон состоит из кварков, взаимодействующих посредством глюонного обмена. Кварки подчиняются принципу Паули, поэтому, когда нуклоны близко подходят друг к другу на расстояния, сравнимые с их собственным радиусом, происходит перераспределение электрического заряда в нуклонах. Этот эффект приводит к нарушению соотношения (2). Радиус материи r_{He} с учетом кварковых обменных интегралов (их число равно 15399) может оказаться меньше того, который следует из (2). Это дало бы ключ к пониманию расхождения экспериментального и теоретического наклонов дифракционного конуса $p\alpha$ -рассеяния. Но ожидания больших эффектов ферми-статистики кварков, основанные на компактности α -частицы ($r_{ch} = 1.67$ Фм, $r_p = 0.8$ Фм), не оправдались: поправка к r_{He} оказалась $\sim 10^{-2}$ Фм [11], что на порядок меньше необходимой величины. Причина малости кварковых эффектов состоит, согласно [11], в том, что величина поправок определяется малым параметром $\lambda = (r_p/r_{He})^3/N_q$, где $(r_p/r_{He})^3 \approx 0.1$ – пространственный фактор, а $N_q = 12$ означает число внутренних степеней свободы кварка (спиновых, изоспиновых и цветовых). Кроме того, обмены одной, двумя, тремя и т.д. парами кварков сильно взаимно сокращаются.

Таким образом, проблема описания наклона дифференциального сечения упругого $p\alpha$ -рассеяния в рамках обычной ядерной физики осталась нерешенной. Возможно, это указывает на необходимость учета ненуклонных степеней свободы.

Упругое $p\alpha$ - и $\pi\alpha$ -рассеяние при высоких энергиях

При высоких энергиях налетающий на ядро адрон может неупруго провзаимодействовать с одним из нуклонов и перейти в возбужденное состояние (резонанс или ливень частиц), которое после нескольких перерассеяний может снова перейти в исходный адрон. Применение теории Глаубера при высокой энергии требует учета описанных выше процессов, то есть неупругой экранировки [12]. Расчеты упругого $p^4\text{He}$ - и $\pi^4\text{He}$ -рассеяния при высоких энергиях в модели Глаубера с учетом неупругой экранировки, выполненные Дахно и Нико-

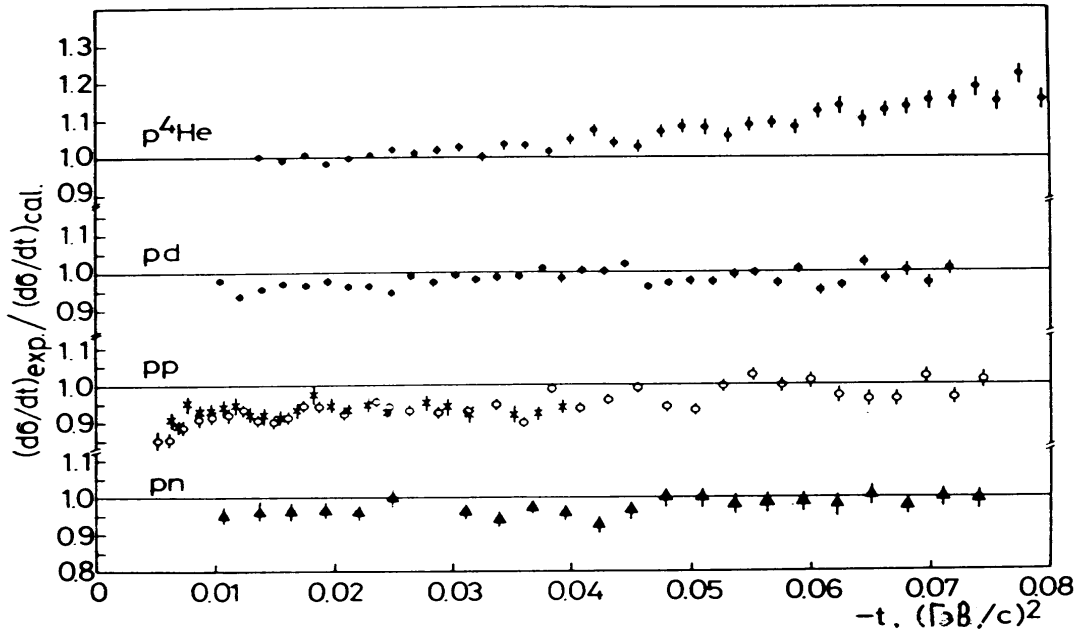


Рис. 6. Отношение измеренных дифференциальных сечений к рассчитанным при $T_0 = 992$ МэВ. Экспериментальные точки: pd , $p^4\text{He}$ — [6,7], pp — [3], pn — [4]. Детали расчета см. в [6], [8].

отношение экспериментального сечения к теоретическому в случае ^4He растет с ростом $|t|$. Это расхождение наблюдается при всех измеренных в [6],[8] энергиях 695, 793, 890 и 991 МэВ и отвечает превышению рассчитанного параметра наклона дифракционного конуса сечения $p^4\text{He}$ -рассеяния над экспериментальным значением b на величину 2-3 $(\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$. Хотя величина b для $p^4\text{He}$ -рассеяния равна, согласно [6], 28 $(\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$, указанное отличие значимо, ибо соизмеримо по величине с b_{pp} и b_{np} при $T_0 = 1$ ГэВ (см. рис. 4а). В чем же отличие расчетов, проведенных в [6], от более ранних вычислений Басселя и Вилкина, продемонстрировавших согласие с опытом? Во-первых, в более ранних работах при описании $e^4\text{He}$ -рассеяния не учитывался зарядовый формфактор нейтрона. Его учет увеличивает радиус ядра гелия в соответствии с формулой

$$r_{He}^2 = r_{ch}^2 - r_p^2 - r_n^2, \quad (2)$$

так как "квадрат" зарядового радиуса нейтрона отрицателен и равен -0.126 Фм² (Ю.А.Александров и др. 1986). В (2) r_{ch} — зарядовый радиус ^4He , равный, согласно прецизионным измерениям Бори и Ринкера (1978), 1.673 ± 0.001 Фм. Зарядовый радиус протона в [6] брался равным 0.812 Фм. Учет нейтронного формфактора увеличивает расчетное значение b приблизительно на 1 $(\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$, на что впервые обратили серьезное внимание в [9]. Во-вторых, Басселем и Вилкиным учитывался вклад только скалярных pp - и np -амплитуд, причем параметры их наклона считались равными наклону дифракционного конуса сечения pp -рассеяния. В [6] учитывались все инвариантные NN -амплитуды, которые брались из фазового анализа. Согласно [6], вклад спин-спиновых NN -амплитуд в $p^4\text{He}$ -рассеяние действительно очень мал. Однако, и это очень существенно, параметры наклона скалярных pp - и np -амплитуд, дающих главный вклад в сечение $p^4\text{He}$ -рассеяния, примерно на 1.5 – 3 $(\text{ГэВ}/\text{с})^{-2}$ больше соответствующих параметров наклона дифракционных конусов

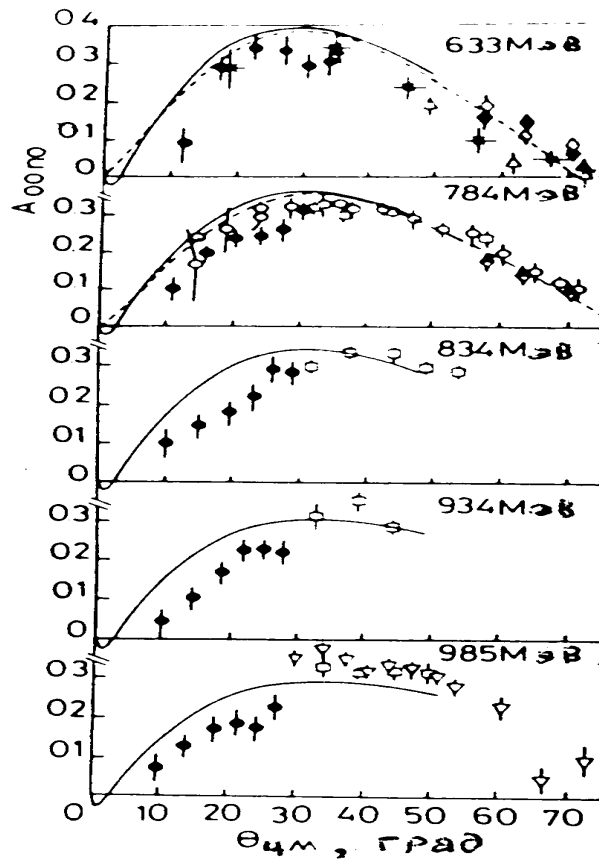


Рис. 5. Анализирующая способность $n\bar{p}$ -рассеяния. Кривые – результат фазовых анализов Арндта и др. и Легара и др. Эксперимент: сплошные кружки – работа [4], где даны подробные ссылки.

Упругое рассеяние протонов на легких ядрах при промежуточных энергиях

Теоретической основой описания рассеяния адронов с энергией ≥ 1 ГэВ на ядрах на малые углы является дифракционная теория многократного рассеяния Глаубера-Ситенко. Она была успешно применена к описанию данных по рассеянию протонов и пионов промежуточных и высоких энергий на большой серии ядер от дейтрона до свинца [5]. Басселем и Вилкиным (1968) на основе теории Глаубера были описаны пионерские данные Брукхейвенской группы по рассеянию протонов с $T_0 = 1$ ГэВ на ${}^2\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$. Для углерода и кислорода использовались осцилляторные волновые функции, а описание рассеяния на ${}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ потребовало более рафинированных моделей. Опуская детали драматической истории изучения pd -рассеяния, отметим, что после учета вклада D -волнового компонента волновой функции дейтрона и всех пяти инвариантных NN -амплитуд, проблема описания нуклон-дейтронного дифракционного рассеяния может, по-видимому, считаться решенной. На рис. 6, взятом из работы [6], показано сравнение экспериментальных дифференциальных сечений, измеренных в [3], [4], [6], [7], [8] с помощью детектора ядер отдачи ИКАР при $T_0 = 992$ МэВ, с расчетами. Из рис. 6 видно, что в случае дейтрона имеется прекрасное согласие с прецизионными данными, имеющими статистическую погрешность 1-3 % и ошибку абсолютной нормировки в 2%. Из того же рисунка видно, что

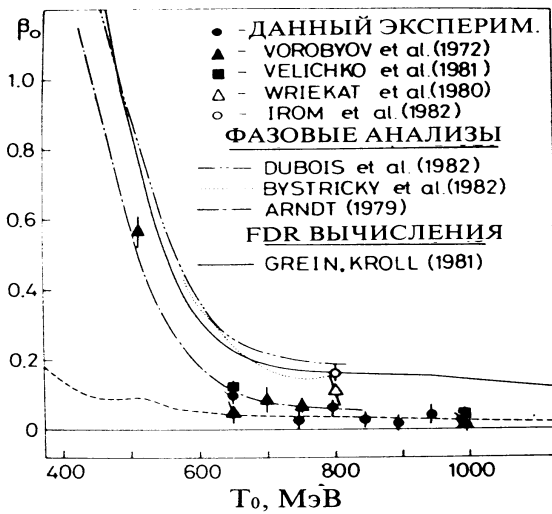


Рис. 3а. Зависимость β_0 от энергии для pp -рассеяния. Величина β_0 определена в тексте. Кривые – результаты фазового анализа и расчета по дисперсионным соотношениям (FDR). Рисунок взят из [3].

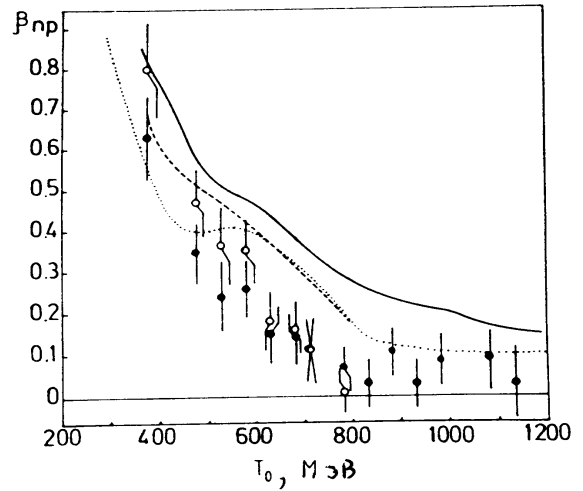


Рис. 3б. Зависимость β_0 от энергии для np -рассеяния. Сплошная и штриховая кривые – результаты фазового анализа, точечная кривая – расчет по дисперсионным соотношениям. Сплошные кружки – данные [4], откуда взят рисунок.

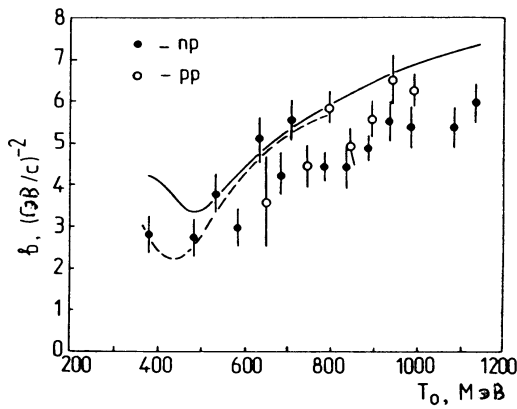


Рис. 4а. Зависимость b_{pp} и b_{np} от энергии пучка. Кривые – результаты фазового анализа. Экспериментальные данные получены в [3], [4].

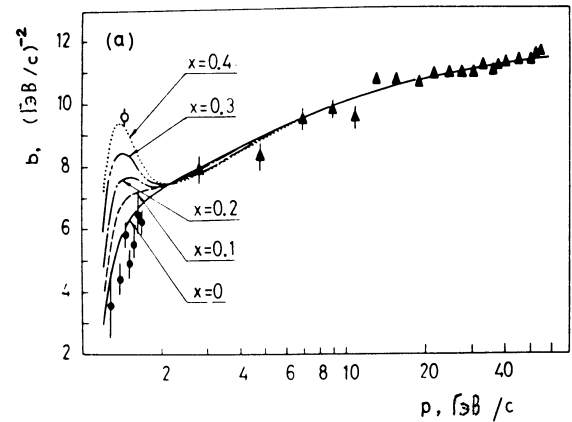


Рис. 4б. Зависимость b_{pp} от импульса и от параметра упругости x дибарионного резонанса 3F_3 . Экспериментальные точки: треугольники – Безногих и др. (1973), кружки – работа [3], откуда взят рисунок.

лизов Арндта и др. (1979, 1987) и Быстрицкого и др. (1982, 1987), выполненных до работ [3], [4]. Из рис. 5 видно, что эти же фазовые анализы разумно согласуются с данными по анализирующей способности A_{00n0} , полученными в [4], которые восполнили пробел в мировых np -данных при малых углах. На рис. 4б показан возможный вклад в b дибарионного резонанса 3F_3 , где через x обозначена вероятность его распада на два протона (в упругий канал). Видно, что наилучшее согласие достигается при $x = 0$. В упругом np -канале также не было обнаружено указаний на проявление дибарионных резонансов [4].

и мюонов. Для магнитного анализа ($\Delta p/p = \pm 0.5\%$) использовался широкоапертурный отклоняющий магнит и система камер ПК5-ПК7. Импульс пучка измерялся еще одним магнитным спектрометром с пропорциональными камерами. Угол между импульсом ядра отдачи и плоскостью анодов определялся по величине фронта анодного сигнала и по разности времен прихода сигналов на аноды А и В.

Изучение нуклон-нуклонных амплитуд

Знание нуклон-нуклонных (NN) амплитуд является фундаментом для описания дифракционного рассеяния адронов промежуточных и высоких энергий на ядрах. Полученная экспериментальная информация аккумулирована в фазовом анализе, для однозначного выполнения которого необходимо сделать полный опыт. Он включает в себя измерение дифференциальных сечений и поляризационных параметров как упругого pp -, так и np -рассеяния при одной и той же энергии. Изучение NN -амплитуд активно велось в 70-80-е годы на многих ускорителях, включая синхроциклотрон ПИЯФ. Ниже мы обсудим лишь эксперименты по рассеянию на малые углы, в которых использовался детектор ядер отдачи ИКАР. В работах [3], [4] были измерены абсолютные дифференциальные сечения упругого pp -рассеяния на синхроциклотроне ПИЯФ в диапазоне энергий 650 – 1000 МэВ, а также сечения и анализирующая способность в $\vec{n}p$ -рассеянии на пучке поляризованных нейтронов в Сакле в интервале энергий 378 – 1135 МэВ.

Из полученных данных были найдены параметры наклона дифракционного конуса b и отношение при $t = 0$ суммы квадратов модулей спин-спиновых амплитуд к квадрату мнимой части скалярной амплитуды (β_0) как для pp -, так и для np -рассеяния. Поясним идею метода для случая np -рассеяния, дифференциальное сечение которого при малых переданных импульсах можно записать в виде

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi}(1 + \rho_0^2 + \beta_0) \exp\{bt\} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} \exp\{bt\}. \quad (1)$$

Величина полного сечения неполяризованных нуклонов σ_{tot} бралась из мировых экспериментальных данных. Отношение реальной части к мнимой для скалярной np -амплитуды рассеяния на нулевой угол ρ_0 бралось из работы Грейна и Кролла (1982), которые нашли ρ_0 из дисперсионных соотношений. Свободные параметры β_0 и b находились из полученных данных по дифференциальным сечениям. Формула (1) позволяет, минуя сложную процедуру фазового анализа, дать оценку на сумму квадратов модулей спин-спиновых np -амплитуд. В случае упругого pp -рассеяния формулу (1) надо заменить более сложной, учитывающей кулоновское рассеяние. Но именно из-за кулон-ядерной интерференции величина ρ_0 может быть найдена непосредственно из полученных данных по $d\sigma/dt$. Ее значение хорошо согласуется с результатами расчетов по дисперсионным соотношениям. Из рис. 3 видно, что величина β_0 с ростом энергии пучка T_0 быстро убывает и становится меньше 0.1 уже при $T_0 = 1$ ГэВ как для np -, так и pp -рассеяния. Из сравнения кривых с экспериментальными точками видно, что фазовые анализы, как правило, завышают величины спин-спиновых амплитуд (точнее их вещественных частей). Это связано с тем, что фазовые анализы были выполнены в отсутствие данных по малоугловому рассеянию.

Знание параметра наклона дифракционного конуса b важно для описания нуклон-ядерного рассеяния, но может использоваться также и для определения параметров дибарионных резонансов, которые активно ищутся до сих пор. Из рис. 4а видно, что значение параметра b , полученное в [3], [4], качественно согласуется с предсказаниями фазовых ана-

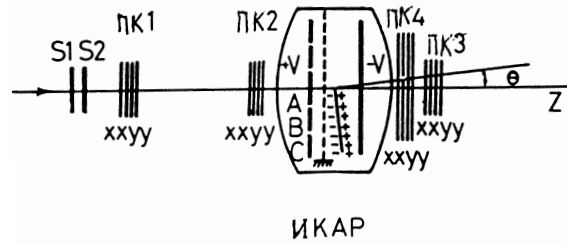


Рис 1. Схема экспериментальной установки. S1, S2 – сцинтилляционные счетчики, ПК1-ПК4 – пропорциональные камеры, ИКАР – детектор ядер отдачи.

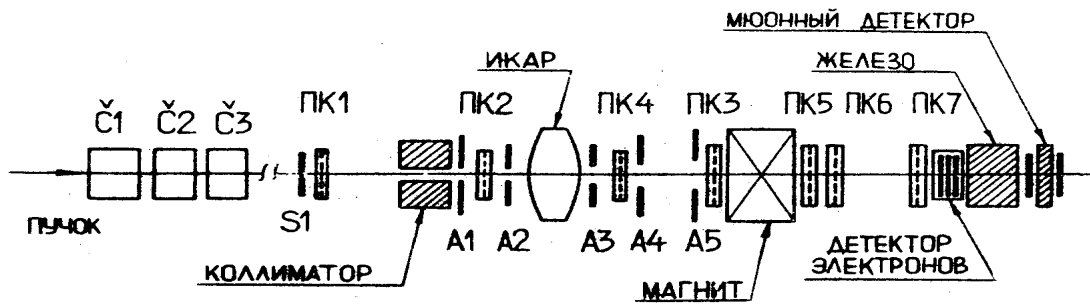


Рис. 2. Схема расположения установки на пучке ускорителя SPS в CERN. Č1 – дифференциальный черенковский счетчик, Č2, Č3 – пороговые черенковские счетчики, S, A – сцинтилляционные счетчики, ПК – пропорциональные камеры.

В схеме, применявшейся при промежуточных энергиях в экспериментах в Гатчине (рис. 1), пропорциональные камеры ПК1 и ПК2 определяли входной угол пучка. Угол вылета быстрой частицы находился по координате в ПК3, ПК4 и по точке рассеяния, измеряемой спектрометром ИКАР. Сцинтилляционные счетчики S1-S2 использовались для мониторинга пучка. Пропорциональные камеры ПК1-ПК3 и счетчики S1-S2 образовывали триггерную систему, вырабатывающую импульс для запуска детектора ядер отдачи ИКАР. Отбирались лишь частицы, рассеянные на угол, больший некоторого заданного. Коэффициент отбора был $\sim 10^2$, что уменьшало фон случайных совпадений. Рассеянные частицы проходили вблизи оси ионизационной камеры (оси Z). Разность времен анодного и катодного сигналов позволяла определить координату Z точки взаимодействия. В случае упругого рассеяния на малый угол трек ядра отдачи почти параллелен плоскостям анодов A и B и катода (рис. 1). Если пробег частицы отдачи не превышает внешний радиус анода B, представляющего собой кольцо, сумма амплитуд сигналов на анодах $V_A + V_B$ пропорциональна энергии частиц отдачи T_R . Калибровка энергетической шкалы была проведена по углу рассеяния частиц при энергии 1 ГэВ, а также с помощью α -источников, помещенных на катоде. Разрешение (σ) по энергии отдачи было ~ 50 кэВ. Частицы отдачи, вылетевшие за анод B, оставляют в рабочем объеме лишь часть своей энергии, причем с ростом T_R сумма сигналов на анодах падает. Это означает, что одному значению $V_A + V_B$ отвечают две энергии ядра отдачи T_1 и T_2 . Большей энергии T_2 отвечает больший угол θ , что позволяет путем измерения θ однозначно восстановить величину T_R по калибровочной кривой $V_A + V_B = f(T_R)$.

На рис. 2 показана схема размещения оборудования при работе на пучках высокой энергии. Для идентификации вторичных частиц применялись два пороговых черенковских счетчика и один дифференциальный черенковский счетчик, а также детекторы электронов

УПРУГОЕ ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ АДРОНОВ НА ЛЕГЧАЙШИХ ЯДРАХ

Г.Н.Величко, А.А.Воробьев, Г.А.Королев, С.И.Манаенков, А.В.Ханзадеев

Введение

Разработанная в ПИЯФ экспериментальная методика позволила выполнить серию прецизионных экспериментов по изучению упругого рассеяния пионов и нуклонов на ядрах водорода, дейтерия и гелия в области малых углов. Импульсная ионизационная камера ИКАР, являющаяся основой всей установки, использовалась в измерениях как при промежуточных энергиях на ускорителях в Гатчине и Сакле, так и при высоких энергиях в Серпухове и на SPS в CERN. Достоинством использовавшейся методики является возможность измерения дифференциальных сечений с точностью 1-2 %. Были измерены дифференциальные сечения упругого рассеяния и анализирующая способность, получены данные о полных сечениях и отношениях реальных частей к мнимым частям амплитуд изучавшихся процессов, найдены экспериментальные ограничения на величины спин-спиновых нуклон-нуклонных (NN) амплитуд. Эти экспериментальные данные заметно повлияли на результаты фазовых анализов и во многих случаях прояснили актуальный и поныне вопрос о существовании дибарионных резонансов. В результате измерений удалось извлечь полные адрон-ядерные сечения, что дало возможность найти неупругую теневую поправку к глауберовским сечениям.

Полученные прецизионные данные позволили решить некоторые актуальные проблемы, но, что, возможно, еще важнее, поставили новые вопросы, не решенные и поныне. В данной работе мы кратко опишем экспериментальную установку и использовавшиеся методики. Затем остановимся на важнейших физических результатах, полученных при изучении NN -рассеяния при промежуточных энергиях, а также на проблемах описания адрон-ядерного рассеяния.

Экспериментальная установка

Схема установки несколько менялась в разных экспериментах. Опуская детали, которые можно найти в [1], [2], мы изложим лишь физические принципы работы установки, показанной на рис. 1 и 2. Ионизационная камера ИКАР, наполненная газом (^2H , ^2D , ^4He , CH_4) до давления 10-15 атм, служила одновременно мишенью и детектором ядер отдачи (p , d , ^4He). Кроме того, внешним детектором (системой пропорциональных камер) измерялся угол рассеяния частиц θ , что значительно снижало уровень фона. В первом способе определения квадрата переданного импульса использовалась формула $-t = 2M_R T_R$, где M_R - масса, а T_R - кинетическая энергия ядра отдачи, измеренная детектором ИКАР. В этом случае можно было достичь разрешения $\Delta t \sim 10^{-4}$ (ГэВ/с)². Этот способ наиболее эффективен при малых t , особенно в области интерференции амплитуд кулоновского и сильного взаимодействий. Второй способ определения квадрата переданного ядру импульса t использовал соотношение $|t| = p^2 \theta^2$, где p - импульс рассеиваемой частицы. Он применялся при сравнительно больших (~ 200 МэВ/с) передачах.