

С 346.2
Г-611.

Воин. 60



**ЛЕКЦИИ
ДЛЯ МОЛОДЫХ
УЧЕНЫХ**

Б.М.Головин

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ
ЭФФЕКТЫ
В НУКЛОН-ДЕЙТРОННЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ
ЭНЕРГИЯХ**

ДУБНА

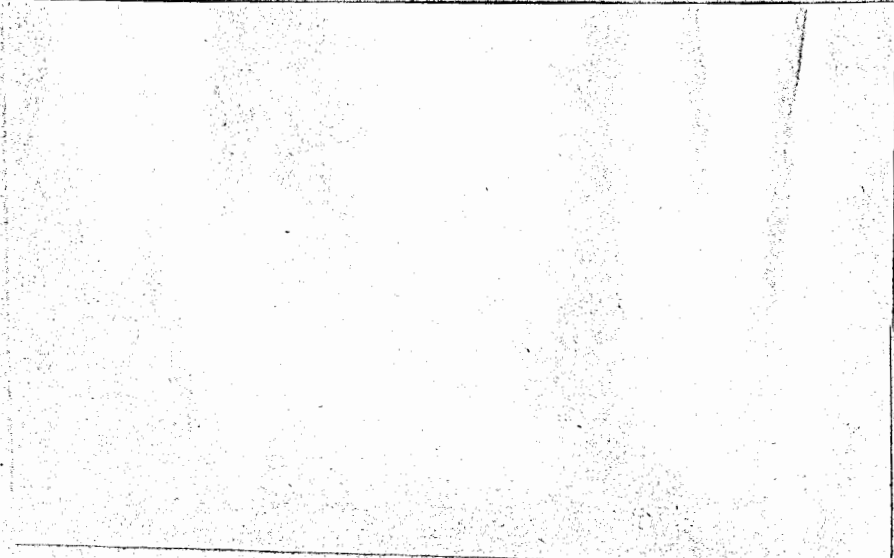
Зид.
к. 102

ЛЕКЦИИ ДЛЯ МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

Выпуск 60

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

- А.Н.Сисакян — председатель
- А.Т.Филиппов — зам. председателя
- В.Н.Нескоромный — ученый секретарь
- В.Б.Беляев
- В.П.Гердт
- Т.Я.Жабицкая
- В.А.Никитин
- Д.В.Ширков



140943

C346.2
Г-611

Предисловие

Эти лекции подготовил доктор физико-математических наук старший научный сотрудник Лаборатории ядерных проблем Б.М.Головин с целью прочесть их молодым ученым ОИЯИ, изучающим проблемы взаимодействия нуклонов с дейтронами при промежуточных энергиях.

В экспериментальных исследованиях, проводившихся Б.М.Головиным, эти проблемы занимали большое место: им посвящено более 50 его работ.

Будучи физиком-экспериментатором, Б.М.Головин достаточно хорошо владел вопросами теории изучаемых явлений.

Трагическая смерть внезапно оборвала его жизнь...

По моей просьбе окончательную доработку материала для печати провел доктор физико-математических наук Г.И.Лыкасов.

Надеюсь, что этот труд Б.М.Головина - представителя первого поколения физиков, начавших работать в Лаборатории ядерных проблем сразу после пуска в 1949 г. синхроциклотрона нашей Лаборатории, окажется полезным приходящей в ОИЯИ научной молодежи.

Почетный директор Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ
член-корреспондент РАН

В.П.Джелепов

ВВЕДЕНИЕ

Предлагаемые лекции посвящены результатам экспериментальных исследований взаимодействия нуклонов с дейтронами при промежуточных энергиях $T_N \approx 100 \text{ МэВ} \div 1000 \text{ МэВ}$. Будут описаны как упругое рассеяние, так и соударения, приводящие к развалу дейтрона. В последнем случае рассмотрение ограничено процессом $Nd \rightarrow Npn$, конечное состояние которого содержит лишь три нуклона. В лекциях будут освещены не только работы последних лет, но и исследования того времени, когда физика промежуточных энергий только начиналась.

Лекции содержат краткую информацию о большинстве экспериментов в указанной области энергий. Автор не теоретик, но все же осмеливается говорить о некоторых теоретических исследованиях. Главным образом, речь пойдет о тех работах, на которые ссылается экспериментаторы при интерпретации своих результатов. Вероятно, не всегда указаны лучшие из таких работ и, уж конечно, не все, которые следовало бы упомянуть. Во всех случаях выбор ссылок носит оттенок субъективной большей или меньшей заинтересованности автора. Методические детали экспериментов, как правило, в лекциях не рассматриваются, так как это значительно увеличило бы их объем.

1. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Дейтрон представляет собой единственное стабильное связанное состояние двух нуклонов (протон + нейтрон), характеризующееся следующими основными параметрами [1,2]:

Б.М.Головин

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В НУКЛОН-ДЕЙТРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Введение		4
I. Общее описание и определения		4
I.1. Поляриметрия дейтронов		10
I.2. Основные модели nd-рассеяния		18
I.3. Измеряемые величины. Определения и обозначения		24
II. Эксперименты и их интерпретация		38
II.1. Полные сечения		39
II.2. Упругое nd-рассеяние		42
II.2.1. Упругое рассеяние на малые и промежуточные углы		45
II.3. Поляризационные эффекты		53
II.3.1. Асимметрия рассеяния поляризованных протонов		54
II.3.2. Поворот вектора поляризации протонов		59
II.3.3. Коррелированные анализирующие способности и трехспиновые опыты		63
Заключение		64
Литература		67

энергия связи	$E_d = 2,224575(9) \text{ МэВ,}$
радиус	$R_d = 1,963(4) \text{ фм,}$
изотопспин	$I_d = 0,$
момент, четность	$J^\pi = 1^+,$
магнитный момент	$\mu = 0,857406(1) \text{ яд. магнет.,}$
квадрупольный момент	$Q = 0,2859(3) \text{ фм}^2,$
асимптотическая нормировка:	$A_S = 0,8802(20) \text{ фм}^{-1/2},$
	$\eta_D = 0,0271(4),$
интегральная вероятность D-волны	$P_D = (6,0 \pm 1,0)\%.$

Дейтрон не имеет возбужденных состояний, а нерелятивистская волновая функция (ВФД) Φ_{JM} его основного состояния может быть выражена через радиальные S-, D-волновые функции ($U(z)$ и $W(z)$ - соответственно) и нормированную спиновую волновую функцию $\chi_{JM} (J = 1, M = 0, \pm 1)$

$$\Phi_{JM}(z, \theta) = \frac{1}{4\pi^2} \left\{ U(z) + S_{12} \frac{W(z)}{\sqrt{8}} \right\} \chi_{JM}.$$

Здесь $S_{12} = 3(\vec{\sigma}_p \vec{z}) \cdot (\vec{\sigma}_n \vec{z}) - (\vec{\sigma}_p \vec{\sigma}_n)$ - триплетный оператор взаимодействия протона и нейтрона.

Нормировка ВФД удовлетворяет условию

$$\int [U(z)^2 + W(z)^2] dz = P_S + P_D = 1.$$

Из того факта, что размер дейтрона значительно превышает область действия ядерных сил ($\tau_m \leq 1 \text{ фм}$), следует, что нуклоны, образующие дейтрон, большую часть времени проводят вне области взаимодействия. Поэтому асимптотический вид $\tilde{U}(z)$, $\tilde{W}(z)$ волновых функций $U(z)$, $W(z)$ полностью определяется энергией связи дейтрона и асимптотическими нормирующими константами A_S и $A_D = \eta_D A_S$:

$$\begin{aligned}\tilde{U}(z) &= A_S \exp(-\alpha z), \\ \tilde{W}(z) &= \gamma_D A_S \exp(-\alpha z) \left[1 + \frac{3}{\alpha z} + \frac{3}{(\alpha z)^2} \right]\end{aligned}$$

Здесь $\alpha = \sqrt{ME_d}$, M - приведенная масса двух нуклонов.

При анализе и описании экспериментов чаще всего используют следующие варианты волновых функций дейтрона: функция (U) Хьюлтена [3], U - и W -функции Хьюлтеновского типа [4], функции Гартенауза [5,6], Мак Ги [7,8], Хамади-Джонстона [9], Рейда [10], Парижская ВФД [11], ВФД, построенная на основе боннского потенциала [12], Московская (или МГУ) волновая функция [13].

Ссылки на ряд ВФД и описание подходов к определению некоторых параметров дейтрона можно найти, например, в [1,2,14].

Поляризационные состояния дейтрона могут быть описаны на языке сферических или декартовых тензоров [15-18]. В общем случае для этого необходимо ввести 8 независимых параметров. При использовании сферических тензоров такими параметрами будут средние значения $t_{em} = \langle \hat{t}_{em}^{(2S)} \rangle$ операторов \hat{t}_{em} , $\ell \leq 2S$, $|q| \leq \ell$, связанных с операторами \hat{S}_i спина дейтрона

$$\hat{t}_{10} = \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) \hat{S}_z, \quad \hat{t}_{1\pm 1} = \mp \left(\frac{1}{2}\right) \sqrt{3} (\hat{S}_x \pm i \hat{S}_y),$$

$$\hat{t}_{20} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) (3\hat{S}_z^2 - 2), \quad \hat{t}_{2\pm 1} = \mp \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) [\hat{S}_x \pm i \hat{S}_y] \hat{S}_z + \hat{S}_z (\hat{S}_x \pm i \hat{S}_y),$$

$$\hat{t}_{2\pm 2} = \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) (\hat{S}_x \pm i \hat{S}_y)^2. \quad (y^*)$$

Операторы \hat{t}_{em} удовлетворяют условию

$$\hat{t}_{em} = (-1)^m \hat{t}_{e-m}^*. \quad (y1)$$

Для параметра t_{em} это соответствует

$$t_{em} = (-1)^m t_{e-m}^*.$$

В случае, если поляризационное состояние генерировано сохраняющей четность бинарной реакцией с неполяризованным начальным состоянием, то параметры t_{em} обладают также свойством

$$t_{em} = (-1)^{\ell+m} t_{e-m}.$$

Комбинируя эти соотношения, получим еще одно полезное соотношение

$$t_{em} = (-1)^{\ell} t_{em}^*.$$

Связь декартовых операторов \hat{P}_i, \hat{P}_{ij} с \hat{S}_k имеет вид

$$\hat{P}_i = \hat{S}_i, \quad \hat{P}_{ij} = \left(\frac{3}{2}\right) (\hat{S}_i \hat{S}_j + \hat{S}_j \hat{S}_i), \quad \hat{P}_{ii} = 3\hat{S}_i^2 - 2.$$

Наблюдаемыми величинами в этом случае будут их средние значения

$$P_i = \langle \hat{P}_i \rangle, \quad P_{ij} = \langle \hat{P}_{ij} \rangle, \quad P_{ii} = \langle \hat{P}_{ii} \rangle.$$

Эта система пересопределена и между P_{ii} существует связь

$$P_{xx} + P_{yy} + P_{zz} = 0.$$

Сферические и декартовы поляризационные параметры могут быть выражены друг через друга:

$$t_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}} P_z, \quad t_{1\pm 1} = \mp \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) (P_x \pm iP_y), \quad (y2)$$

$$t_{20} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) P_{zz}, t_{2\pm 1} = \mp \left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right) (P_{xz} \pm P_{yz}),$$

$$t_{22} = \left(\frac{1}{2\sqrt{3}}\right) (P_{xx} - P_{yy} \pm 2iP_{xy}), \quad (V3)$$

$$P_x = -\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\right) (t_{11} - t_{1-1}), P_y = \left(\frac{i}{\sqrt{3}}\right) (t_{11} + t_{1-1}), P_z = \left(\frac{\sqrt{2}}{3}\right) t_{10},$$

$$P_{xx} = \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) (t_{22} + t_{2-2}) - \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) t_{20}, P_{xy} = P_{yx} = -i \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) (t_{22} - t_{2-2}),$$

$$P_{yy} = -\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) (t_{22} - t_{2-2}) - \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) t_{20}, P_{xz} = P_{zx} = -\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) (t_{21} - t_{2-1}),$$

$$P_{zz} = \sqrt{2} t_{20}, P_{yz} = P_{zy} = i \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right) (t_{21} + t_{2-1}). \quad (V4)$$

Преобразование поляризационных параметров t_{em} от одной системы координат к другой выполняется по формулам [19] *

$$t_{em'}(K') = \sum_m [D_{mm'}^{J=2S}(K \rightarrow K')]^+ t t_{em}(K),$$

$$t_{em}(K) = \sum_{m'} D_{mm'}^{J=2S}(K \rightarrow K') t_{em'}(K').$$

Здесь K, K' - системы координат, в которых определены t_{em} , $D_{mm'}^{J=2S}(K \rightarrow K')$ - матрица конечных поворотов [20], аргумент которой ($K \rightarrow K'$) представляет собой набор углов Эйлера, описывающих переход от K к K' . Подобные преобразования декартовых поляризационных параметров описаны, например, в [16].

* В этой работе обсуждается также использование матриц конечного поворота, введенных разными авторами, и указывается на возможность возникновения существенных погрешностей при неаккуратном обращении с различно определенными $D(K, K')$ или $D(K \rightarrow K')$.

Количество независимых поляризационных параметров дейтрона уменьшается, если его поляризация генерируется бинарной реакцией с неполяризованным начальным состоянием [21]. В этом случае

$$t_{10} = 0, t_{11} = t_{1-1}, t_{21} = -t_{2-1}, t_{22} = t_{2-2};$$

$$P_x = P_y = P_{xy} = P_{yz} = 0.$$

Параметр t_{11} становится чисто мнимым, и во многих работах вместо него рассматривают величину it_{11} . Параметры t_{2m} принимают чисто действительные значения. Таким образом, независимыми остаются лишь параметры

$$t_{11} \text{ (или } it_{11}), t_{20}, t_{21}, t_{22}; \quad (V5)$$

$$P_y, P_{xx}, P_{yy}, P_{zz}, P_{xz}. \quad (V6)$$

При этом, как и в общем случае,

$$P_{xx} + P_{yy} + P_{zz} = 0.$$

Область изменения поляризационных параметров:

$$-\frac{\sqrt{3}}{2} \leq it_{11} \leq \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad -1 \leq P_i \leq +1$$

$$-\sqrt{2} \leq t_{20} \leq \frac{\sqrt{2}}{2}, \quad -2 \leq P_{ii} \leq +1$$

$$-\frac{\sqrt{3}}{2} \leq t_{21} \leq \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad -\frac{3}{2} \leq P_{ij} \leq +\frac{3}{2}$$

$$-\frac{\sqrt{3}}{2} \leq t_{22} \leq \frac{\sqrt{3}}{2}, \quad -3 \leq P_{xx} - P_{yy} \leq +3.$$

1.1. Поляриметрия дейтронов

В отличие от хорошо разработанных способов измерения поляризации нуклонов [22] определение поляризационного состояния дейтронных пучков находится еще в стадии разработок и становления. Большинство используемых в настоящее время методов решения этой задачи основано на азимутальной зависимости сечения анализирующей реакции

$$\vec{d} + A \rightarrow E(\theta, \varphi) + X. \quad (У7)$$

Полагая, что реакция протекает с сохранением четности, ее азимутальную зависимость можно записать в виде *

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \left\{ 1 + t_{20} T_{20}(\theta) - \right. \\ \left. - [(t_{11} + t_{1-1}) T_{11}(\theta) - (t_{21} - t_{2-1}) T_{21}(\theta)] \cos \varphi + \right. \\ \left. + (t_{22} + t_{2-2}) T_{22}(\theta) \cos(2\varphi) + \right. \\ \left. + i [(t_{11} - t_{1-1}) T_{11}(\theta) - (t_{21} + t_{2-1}) T_{21}(\theta)] \sin \varphi - \right. \\ \left. - i [(t_{22} - t_{2-2}) T_{22}(\theta) \sin(2\varphi)] \right\}$$

* В литературе большей частью встречаются формулы, соответствующие случаю, когда поляризация пучка содержит уменьшенное число независимых компонент (У5), (У6).

Здесь $I_0(\theta)$ - сечение рассеяния с неполяризованным начальным состоянием, T_{ij} - анализирующие способности реакции. На языке декартовых поляризационных параметров сечение рассеяния представляется формулой

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \left\{ (1 + \frac{1}{20} P_{zz} A_{zz}(\theta) + \right. \\ \left. + [\frac{3}{2} P_y A_y(\theta) + \frac{2}{3} P_{xz} A_{xz}(\theta) \cos \varphi + \right. \\ \left. + \frac{1}{6} (P_{xx} - P_{yy}) [A_{xx}(\theta) - A_{yy}(\theta)] \cos(2\varphi) + \right. \\ \left. + [\frac{3}{2} P_x A_x(\theta) - \frac{2}{3} P_{yz} A_{yz}(\theta)] \sin \varphi - \right. \\ \left. - \frac{1}{3} P_{xy} [A_{xx}(\theta) - A_{yy}(\theta)] \sin(2\varphi) \right\}$$

Анализирующие способности в этом случае обозначены A_i , A_{ij} . Если измерения выполнены при достаточном числе азимутальных углов, то анализ экспериментальных данных позволяет выделить члены, пропорциональные $\sin(m\varphi)$, $\cos(m\varphi)$, $m = 0, 1, 2$. При известных сечении неполяризованного рассеяния (I_0) и анализирующих способностях (T_{em}) это дает возможность определить t_{20} , t_{22} , t_{2-2} . Разделить вклады $(t_{11} \pm t_{1-1})$ и $(t_{21} \pm t_{2-1})$ в слагаемых, пропорциональных $\sin \varphi$ и $\cos \varphi$, можно, например, проведя измерения при нескольких углах θ и используя различия в угловой зависимости $T_{11}(\theta)$ и $T_{21}(\theta)$.

Сходные соображения можно сформулировать и при описании поляризации дейтронов декартовыми параметрами.

Как известно, сечения бинарных реакций не зависят от продольной векторной поляризации пучка (t_{10}, P_z). Поэтому для измерения этих величин приходится использовать прецессию спина дейтрона в магнитном поле, превращая продольную поляризацию в поперечную [23].

При небольших энергиях дейтронов в качестве анализирующей реакции нередко используют реакцию ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$. Схема одного из таких поляриметров [24] приведена на рис.1. Поляризованные дейтроны, проходя через входное окно (1) и сцинтилляционный счетчик (2), попадают в газовую мишень, имея энергию 20–25 МэВ. Непровзаимодействовавшие в мишени дейтроны и альфа-частицы — продукты реакции — поглощаются фильтром (3). Протоны, благодаря высокой экзотермичности реакции ($Q = 18,4$ МэВ), проходят через фильтр и идентифицируются счетчиками Е(4) и Е(5). Вследствие цилиндрической симметрии детектора его эффективность $\epsilon \sim (1+t_{20}T_{20})$ зависит только от t_{20} . Этот поляриметр имеет высокую анализирующую способность $T_{20} = -0,6$ и эффективность $1,8 \times 10^{-4}$ протон/начальный дейтрон. По мнению авторов работы, при подтормаживании дейтронов входным фильтром (6) поляриметр работоспособен при энергии дейтронов до 100 МэВ. Прибор использовался [25] в исследованиях упругого (π - d)-рассеяния с вылетом дейтронов под углом в с.ц.м. $\theta = 180^\circ$.

Та же реакция под углами $\theta = 25^\circ, 45^\circ$ при $\varphi_p = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ была использована для определения поляризационных параметров дейтронов $it_{11}, t_{20}, t_{21}, t_{22}$ при энергиях 15–100 МэВ [26].

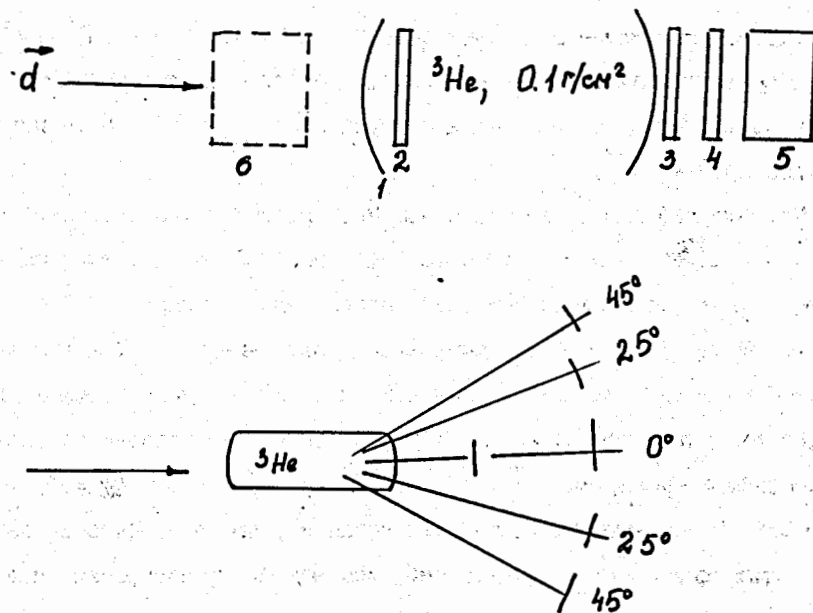


Рис.1. Схема поляриметра [24]

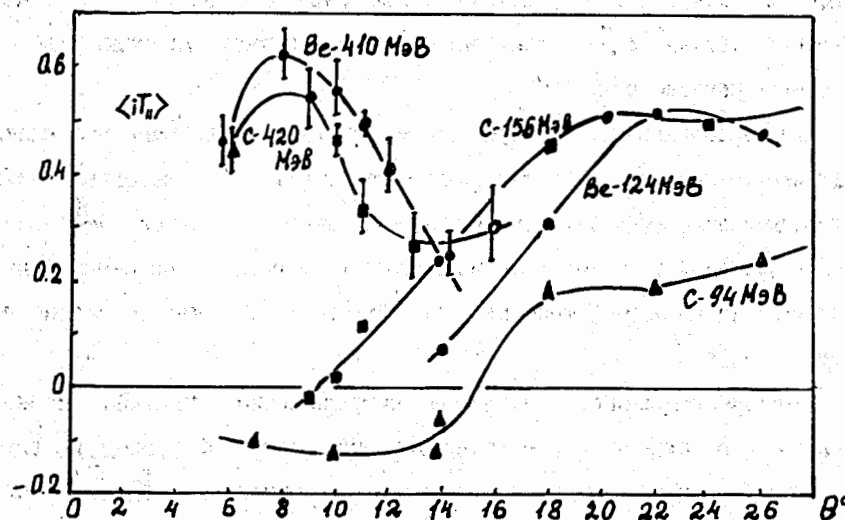


Рис.2. Анализирующие способности ${}^3\text{He}$ и ${}^9\text{Be}$ в зависимости от угла рассеяния θ (см. [23])

Упругое рассеяние дейтронов с энергией 94–157 МэВ на Be , C , Al , Cu исследовалось в работе [27], где было показано, что в этих условиях заметно отличается от нуля лишь векторная анализирующая способность iT_H .

При энергии дейтронов около 420 МэВ анализирующие способности $d\epsilon$ - и $d\beta\epsilon$ -рассеяния исследовались в [23]. Результаты измерений, вместе с частью данных [27], приведены на рис.2.

Пучок поляризованных дейтронов, полученный на ускорителе SATURN II (Сакле), был использован [28] для измерения анализирующей способности упругого $d\epsilon$ -, $d\beta$ -рассеяний и инклюзивного рассеяния дейтронов ядрами Li , C , Ni , Pb при $T_d = 191$ и 395 МэВ. В инклюзивном опыте было показано, что помещение в детектор фильтров (Fe , 1,5–7,0 см), исключающих регистрацию медленных продуктов неупругой реакции, увеличивает значения анализирующих способностей. Этот эффект, иллюстрируемый рис.3, особенно заметен в случае iT_H . Анализирующие способности упругого $d\beta$ -рассеяния приведены на рис.4.

Авторы приходят к выводу, что в исследованных ими условиях инклюзивная реакция на сложных ядрах может быть использована как анализатор лишь векторной поляризации дейтронов. Упругое $d\beta$ -рассеяние пригодно и в качестве анализатора тензорных компонент поляризации. Ряд вопросов поляриметрии дейтронных пучков обсужден в работе [29].

Отметим публикации о некоторых нетрадиционных способах измерения поляризационных параметров дейтронных пучков. Боннер и др. [30] предложили для измерения векторной поляризации дейтрона использовать эффект передачи поляризации протонам в реакции

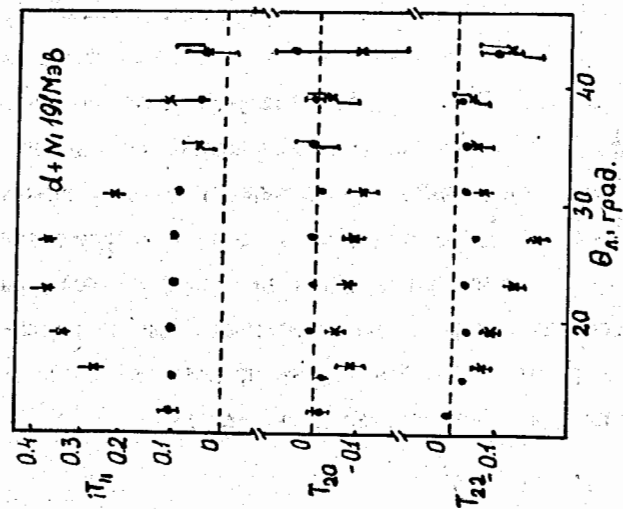


Рис.3. Анализирующие способности в $d\epsilon$ -рассеянии (см. [28]) как функции угла рассеяния θ_L в л.с.

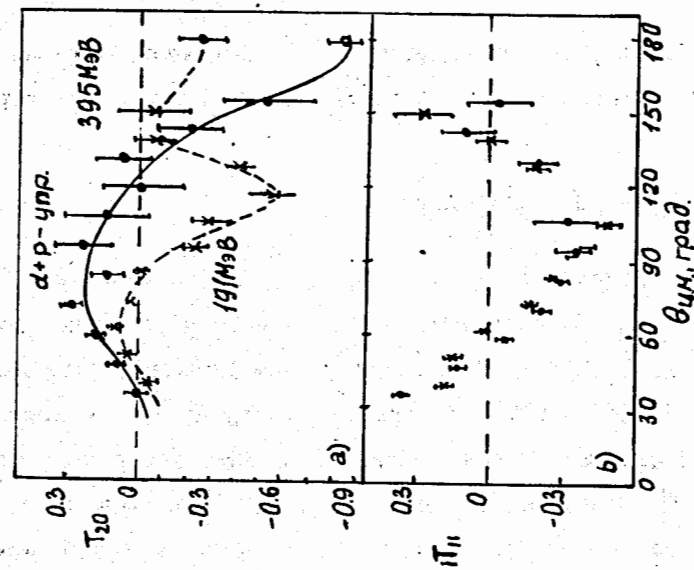


Рис.4. Анализирующие способности упругого $d\beta$ -рассеяния в зависимости от угла рассеяния θ_{CM} в с.ц.м. (см. [28])



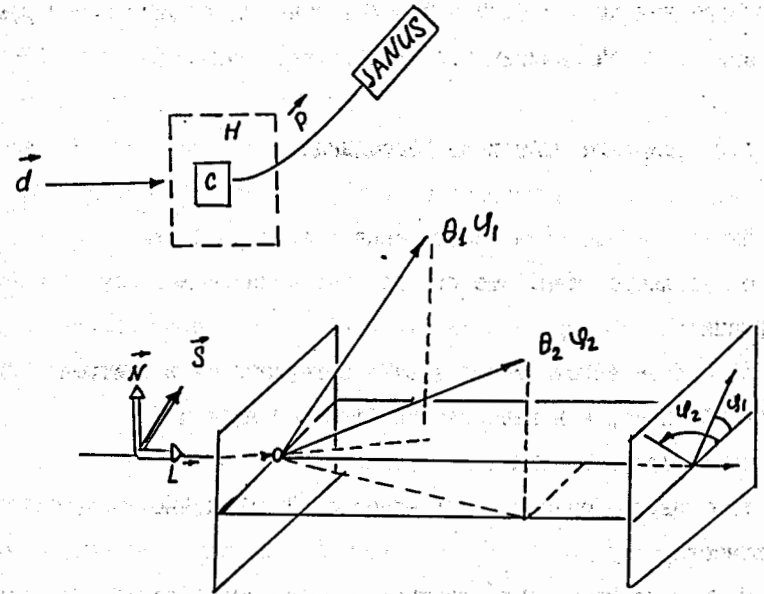
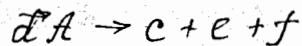
С учетом D -волны в ВФД поляризация P_p конечного протона в этой реакции связана с поляризацией P_d дейтронного пучка выражением

$$P_p = (1 - \frac{3}{2} P_D) P_d.$$

При $P_D = 7\%$ это приводит к $P_p = 0,895 P_d$. Схема поляриметра приведена на рис. 5. Пучок дейтронов падает на блок углерода (диссоциатор) толщиной 7,6 см. Протоны от развала дейтрона, вылетающие вперед ($\theta = 0^\circ$), направляются магнитным полем на поляриметр JANUS [22], измеряющий их поляризацию. Поляриметр испытывался при $T_d = 500-800$ МэВ, и было показано, что при 800 МэВ эффективность диссоциатора достигает 10%. Авторы считают, что их метод может быть использован при энергиях дейтронов от 400 МэВ до нескольких ГэВ.

Новый способ измерения параметров тензорной поляризации t_{20} , t_{22} описан в [31, 32]. Авторы предложили использовать зарядово-обменное рассеяние $dp \rightarrow (pp)n$ на водороде или составном ядре. Было показано, что при некоторых кинематических условиях предлагаемый метод может быть эффективен в широкой области энергий.

Возможность в общем случае определить все поляризационные параметры дейтронного пучка на основе измерения азимутальной зависимости сечений рассеяния дейтронов на поляризованной водородной мишени рассмотрена в работе [33]. Было также предложено [34] для измерения поляризации дейтронов использовать реакцию



1405043

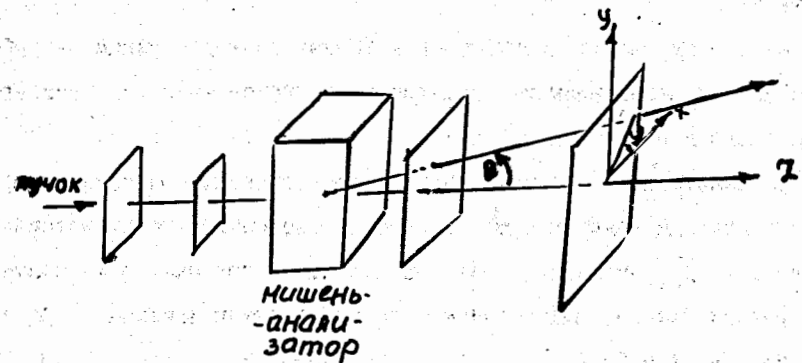


Рис. 5, 6. Схемы поляриметра

с регистрацией двух частиц (c, e) конечного состояния и измерением азимутальной зависимости их некопланарного разлета.

1.2. Основные модели Nd -рассеяния

Интерес к процессам соударения различных частиц X с дейтронами определяется тем, что при их изучении может быть получена информация:

- а) о возможности использовать содержащийся в дейтроне "почти свободный" нейтрон в качестве "нейтронной мишени",
- б) о характеристиках дейтрона,
- в) о двухчастичных xd -взаимодействиях вне энергетической поверхности,
- г) о механизме NN -взаимодействий, как простейшего примера ядерных реакций,
- д) о существовании и о характеристиках многочастичных взаимодействий,
- е) о возможности получения нейтронных пучков с узким энергетическим распределением и с поляризацией, приемлемой для экспериментального использования.

В области промежуточных энергий теоретическое описание рассеяния частицы X ядром A обычно строят на основе представления оператора T_{XA} -перехода между начальным и конечным состояниями в виде разложения по двухчастичным взаимодействиям частицы X с i -нуклоном ядра [35]

$$T_{XA} = \sum_i t_i + \sum_{i,j \neq l} t_i G t_j + \sum_{\substack{i,j \neq l \\ k \neq j}} t_i G t_j G t_k + \dots \quad (V8)$$

Здесь G - функция распространения (пропагатор) налетающей частицы между последующими соударениями с нуклонами ядра. Малость энергии связи дейтрона и значительное (в среднем) расстояние между образующими его нуклонами позволяют надеяться, что при достаточно больших энергиях налетающей частицы для описания xd -рассеяния окажется достаточным учет лишь немногих первых членов ряда (V8).

Широкое применение при описании xd -рассеяния нашло импульсное приближение [38,39], при котором в выражении (V8) оставляют два первых члена

$$T = t_{xp} + t_{xn}, \quad (V9)$$

описывающих однократное рассеяние X на каждом из нуклонов дейтрона. Предполагается, что изменение состояния нуклонов мишени за время взаимодействия с налетающей частицей пренебрежимо мало. Оператор двухчастичного взаимодействия t_{xi} обычно выражают через амплитуду упругого xN -рассеяния на энергетической поверхности. Внутреннее движение нуклонов покоящегося дейтрона описывают волновой функцией его основного состояния.

Условия применимости импульсного приближения рассматривались в [37], где были получены также оценки некоторых его погрешностей.

Оценки внеэнергетических эффектов при Nd -соударениях обычно получают, вычисляя t_{nn} с использованием какого-либо NN -потенциала. В этом случае, если начальные и конечные частицы считаются свободными, их движение описывается плоскими волнами и этот вариант приближения называют плосковолновым импульсным приближением (ПВИП). Однако не всегда конечные частицы можно считать свободными. Взаимодействие между ними, обычно называемое взаимодействием в конечном состоянии (ВКС), может оказать существенное влияние на

энергетическое и угловое распределения продуктов реакции [38,39]. Наиболее четко ВКС проявляется при малых импульсах относительного движения какой-либо пары конечных частиц. Волновая функция такой пары имеет резонансный характер, что, в основном, обусловлено квазисвязанным виртуальным состоянием, характеристическая энергия которого много меньше энергии связи основного состояния дейтрона [40].

При работе в кинематической области, близкой к условиям упругого рассеяния налетающей частицы свободным нуклоном, используют модель спектатора (СМ). Эта модель основана на представлении о том, что налетающая частица взаимодействует лишь с одним из нуклонов дейтрона. Второму нуклону дейтрона импульс не передается и он является лишь свидетелем (спектатор) соударения. В конечном состоянии импульс спектатора остается таким, какой этот нуклон имел в дейтроне.

При расчетах рассеяния налетающей частицы составным ядром при высоких энергиях и малых передачах импульса значительное распространение получило эйкональное приближение, разработанное независимо Ситенко [40] и Глаубером [41,42]. Основы этого приближения можно сформулировать следующим образом [42].

1. За время взаимодействия состояние нуклона мишени не изменяется (нуклон "заморожен").

2. Налетающая частица распространяется через ядро прямолинейно (аналог геометрической оптики).

3. Передача продольного импульса пренебрежимо мала. Это условие хорошо выполняется только для очень малых углов. Оно не принципиально, но позволяет получить значительно более простые и удобные для работы формулы.

4. Взаимодействие налетающей частицы с нуклоном мишени практически не отличается от ее взаимодействия со свободным нуклоном.

5. Фазы рассеяния налетающей частицы на отдельных нуклонах мишени аддитивны (аналог оптики и квазиклассики). В применении к рассеянию на дейтроне это приближение учитывает одно- и двукратные рассеяния налетающей частицы на нуклонах ядра-мишени. Перерассеяния высших порядков полностью компенсируются внеэнергетическим вкладом в двойное рассеяние [43], т.е. с учетом внеэнергетических или немассовых поправок.

Первоначально вывод формул этой модели был осуществлен в рамках потенциальной теории, неприменимой для описания взаимодействия частиц больших энергий. В рамках теории Ватсона этот вопрос был рассмотрен в [41], а также в [42-45]. При более общих предположениях формулы Глаубера были получены из теории Ватсона Тарасовым и Цэреном [46]. В этой работе подтвержден характерный для эйкональной модели вывод о том, что налетающая частица не может более чем один раз рассеяться на одном и том же нуклоне мишени. Авторы отмечают, что формально в их выводе этот результат является следствием независимости амплитуд t_{xi} от продольных передач импульсов и указывают, что если предположить [46], что амплитуды t_{xi} зависят от трехмерной, а не от инвариантной передачи импульса, то получится качественно иной результат - ненулевой вклад в полную амплитуду членов многократного ($i > 2$) рассеяния. Систематическое описание теории упругого рассеяния адронов дейтронами, включающее полную спиновую структуру M -амплитуд, учет D -волны в ВФД и неэйкональные поправки, дано в [45], где приведены также ссылки на ряд работ, авторы которых развивали и совершенст-

водали эйкональное приближение. Некоторые вопросы, связанные с точностью эйконального подхода к рассеянию частиц составными системами, рассмотрены в [47].

Описанные выше теоретические представления справедливы лишь при сравнительно небольших передачах импульса ($|t| \lesssim 1$ (ГэВ/с)²) и не могут использоваться, например, при анализе упругого Nd -рассеяния на большие углы. Одним из подходов к описанию таких процессов была модель подхвата нуклона (однонуклонный обмен) [47], дополненная позднее допущением о существовании в составе дейтрона помимо двухнуклонного состояния также состояний $|NN^* \rangle$, содержащих изобары [48,49]. Другой подход [50,51] основан на рассмотрении механизмов реакции, в которых промежуточные состояния помимо нуклонов содержат также пионы и Δ -резонансы [51-54].

Эффекты последовательных перерассеяний при неупругих Nd -соударениях впервые были рассмотрены Эвереттом [55]. Он показал, что роль двойных и тройных перерассеяний в этих процессах может быть довольно существенной. Модель, использующая внеэнергетические элементы t -матрицы, применялась к анализу реакции $pd \rightarrow ppn$, например, в работах [53,54]. В рамках эйконального приближения сечения реакции $\mathcal{D}(p,2p)n$ при $T_p = 600$ МэВ и компланарной симметричной кинематике рассчитывались Уоллесом [58,63]. Подобные расчеты, выполненные с учетом одно- и двухкратных перерассеяний, полной спиновой структуры NN -амплитуд, \mathcal{D} -волны в ВФД, взаимодействия в конечных состояниях и без ограничений эйконального приближения, описаны в цикле работ [56-61]. Об эффектах обмена Δ -изобарой в промежуточном состоянии при неупругих соударениях $Nd \rightarrow Npn$ см., например, [62].

В последние годы значительное внимание уделяется [64,65] разработке импульсного приближения и оптических потенциалов на основе уравнения Дирака. Вычисления, выполненные с такими моделями, описывают некоторые поляризационные параметры лучше, чем это удается сделать в нерелятивистском приближении. Следует, однако, иметь в виду, что в настоящее время нет способов корректного задания релятивистских NN -амплитуд, включающих компоненты с положительными и отрицательными энергиями. Есть и другие не до конца ясные проблемы построения таких моделей. Считая, что упругое pd -рассеяние может стать хорошим тестом используемых NN -амплитуд, авторы работы [64] построили упрощенную релятивистскую модель этого процесса. Дифференциальные сечения и некоторые поляризационные параметры были рассчитаны для энергий 500 МэВ и 800 МэВ. Вычисления проводились с учетом однократного и двойного рассеяний, S - и \mathcal{D} -волн в ВФД. Численные результаты были получены для нерелятивистской модели, для релятивистской модели с полным пропагатором и для релятивистской модели с пропагатором только для положительных энергий. Результаты расчетов показали, что сечения не чувствительны к включению релятивистских эффектов. Исключение пропагатора для отрицательных энергий в релятивистской модели приводит к результатам, мало отличающимся от нерелятивистских. Поляризационные параметры в разной степени, но довольно существенно чувствительны к релятивистским эффектам. Зависимость от энергии налетающей частицы четко не проявляется. В работе [65] высказываются соображения о том, что различие в предсказаниях нерелятивистской и релятивистской моделей связано с ложными кинематическими сингулярностями, возникающими из-за лоренцевской инвариантности уравнения Шредингера. Авторы считают, что роль таких сингулярнос-

тей уменьшается с ростом энергии и различие между релятивистскими и нерелятивистскими моделями будет существенным лишь при энергиях порядка нескольких сот МэВ.

Очень интересными являются вопросы, связанные с корректным описанием релятивистских дейтронных пучков и генерируемых ими реакций. Однако мы не рассматриваем эти проблемы, так как они возникают, в основном, за пределами анализируемой нами области энергий. Упомянем лишь несколько работ [62-72], в которых исследуется этот вопрос и где приводится значительное количество ссылок на исследования других авторов.

1.3. Измеряемые величины. Определения и обозначения

Неполяризованные сечения. Знакомство с экспериментальными данными о взаимодействии нуклонов с дейтронами начнем с описания энергетической зависимости полных сечений σ_{tot} . Будут приведены также полные сечения упругого Nd -рассеяния $(\sigma_{уп})_{tot}$.

Дифференциальные сечения упругого рассеяния при фиксированной начальной энергии T_0 зависят лишь от одной кинематической переменной (θ^* или t), и экспериментально определяемыми величинами являются $(d\sigma(\theta^*, T_0)/d\Omega)$ в с.ц.м. или инвариантное сечение $d\sigma(t, T_0)/dt$. Связь между ними имеет вид

$$(d\sigma/d\Omega) = \frac{[s - (m_N + m_d)^2][s - (m_N - m_d)^2]}{4s} \cdot \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)$$

При обсуждении неупругих Nd -соударений будем говорить об инклюзивных сечениях $d\sigma/d\Omega$ или $\sigma(\theta)$, об инклюзивных спектрах $d\sigma/d\Omega, dT_1$, или $\sigma(\theta_1, T_1)$, о полуинклюзивных сечениях

$d\sigma/d\Omega, d\Omega_2$, или $\sigma(\theta_1, \theta_2)$, и о сечениях $d\sigma/d\Omega, d\Omega_2, dT_1$, или $\sigma(\theta_1, \theta_2, T_1)$, измеренных в кинематически полном опыте. Интегрирование этих последних сечений по T_1 , кинетической энергии одной из рассеянных частиц, приводит к полуинклюзивному сечению

$$d\sigma/d\Omega, d\Omega_2 = \int (d\sigma/d\Omega, d\Omega_2, dT_1) dT_1,$$

а интегрирование по направлению вылета частицы "2" дает инклюзивный спектр

$$d\sigma/d\Omega, dT_1 = \int (d\sigma/d\Omega, d\Omega_2, dT_1) d\Omega_2.$$

Дальнейшее уменьшение дифференциальности сечения приводит к инклюзивному сечению

$$d\sigma/d\Omega_1 = \int (d\sigma/d\Omega, dT_1) dT_1 = \int (d\sigma/d\Omega, d\Omega_2) d\Omega_2.$$

В ряде работ изучались инклюзивные сечения, соответствующие регистрации всех частиц заданного типа (всех протонов, всех заряженных частиц и т.д.), попадающих на детектор. При теоретическом расчете таких сечений может оказаться необходимым включать в рассмотрение различные каналы генерации регистрируемых частиц. Например, при регистрации всех заряженных частиц от pd -соударений придется учесть вторичные протоны от реакции $pd \rightarrow ppa$, упруго рассеянные протоны ($pd \rightarrow pd$), дейтроны отдачи от той же реакции. Такое сечение в литературе часто называют суммарным или интегральным сечением. В этом обзоре будет использоваться термин "суммарное инклюзивное сечение" (СИС).

Поляризационные эффекты. Медисонским соглашением [15] было рекомендовано обозначать поляризации частиц символами t_{12} или

ρ_i, ρ_{ij} , а соответствующие анализирующие способности T_{kq} или A_i, A_{ij} . Если \hat{F} - матрица перехода рассматриваемой реакции, то

$$t_{kq} = \langle \hat{c}_{kq} \rangle_{out} = Sp(\hat{F}\hat{F} + \hat{c}_{kq}) / Sp(\hat{F}\hat{F}^+),$$

$$T_{kq} = Sp(\hat{F}\hat{c}_{kq}\hat{F}^+) / Sp(\hat{F}\hat{F}^+) \quad (У10)$$

При использовании декартовых спин-тензоров поляризации ρ_i, ρ_{ij} и анализирующие способности A_i, A_{ij} связаны с матрицей реакции выражениями (У10) с \hat{c}_{kq} , замененными на $\hat{\rho}_i, \hat{\rho}_{ij}$. Все поляризации должны относиться к правосторонней системе координат с осью \vec{z} , направленной по импульсу частиц, и осью \vec{y} по $(\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out})$ для ядерной реакции, которая инициируется поляризованными частицами или в которой они генерируются. Анализирующая способность должна быть отнесена к правосторонней системе координат с \vec{z} по импульсу пучка начальных (анализируемых) частиц и \vec{y} - по $(\vec{p}_{in} \times \vec{p}_{out})$ - реакции, анализирующей поляризацию пучка.

Участвующие в реакции поляризованные частицы рекомендовано помечать при записи реакции стрелкой над символом частицы, например, $A(\vec{a}, \vec{b})B$, $\vec{a} + \vec{A} \rightarrow \vec{B} + B$.

Соглашение не определило символов, обозначающих поляризационное состояние системы, состоящей из нескольких частиц. Не было выработано рекомендаций и для описания поворота и передачи поляризации. Чаще всего параметры деполаризации (поворота спина) обозначают ρ_{ab} , коэффициенты передачи поляризации - K_2^p , корреляционную асимметрию $A_{\lambda a \lambda a}$, корреляцию поляризаций конечных час-

тиц - $C_{\lambda b \lambda b}$. Используемые здесь символы α, β соответствуют заданной компоненте поляризации (α) начальной частицы и измеряемой компоненте поляризации (β) конечной частицы. Через λ_a, λ_A обозначают компоненты поляризации частиц начального состояния, а λ_b, λ_B - конечного состояния. В качестве общего обозначения поляризационной характеристики реакции нередко употребляют обозначения типа $A^{\lambda_b \lambda_b / \lambda_a \lambda_a}$ [16, 17]. Более удобная форма записи этой величины ($\lambda_a \lambda_A / \lambda_b \lambda_B$) используется, например, в [21, 45]. В этом разделе обзора поляризационных эффектов в Nd -соударениях используются обозначения этого типа.

При упругом рассеянии $Nd \rightarrow N'd'$ матрицу плотности начального состояния на языке сферических тензоров можно записать

$$\rho_{in} = \frac{1}{2} (1 + \sum_{k>0,q} t_{kq}(N) \hat{c}_{kq}^+(N)) \cdot \frac{1}{3} (1 + \sum_{l>0,m} t_{em}(d) \hat{c}_{em}^+(d)) \quad (У11)$$

Поляризационное сечение этого процесса в с.ц.м. примет вид [21]

$$I(\theta, \varphi) T(l'm'; L', M') = Sp(\hat{F} \rho_{in} \hat{F}^+ \hat{c}_{l'm'}(N') \hat{c}_{L'M'}(d)) =$$

$$= I_0(\theta^*) \sum_{l, L, m, M} t_{em}(N)_{LM}(d) C(lm, LM) e^{i(m-m)\varphi}$$

(У12)

В этом выражении $I_0(\theta^*)$ - сечение рассеяния при неполяризованном начальном состоянии, $t_{em}(N)$, $t_{LM}(d)$ - поляризации сталкивающихся нуклонов и дейтрона. Поляризация конечного состояния характеризуется величиной $T(\lambda_b, \lambda_a)$. Если корреляционные эффекты в данном опыте не измеряются, то $T(l'm'; L'M') = t_{l'm'}(N') t_{L'M'}(d)$. Функция $C(lm, LM)$ - динамический

параметр реакции (ДПР) - является обобщением известных параметров Вольфенштейна для случая NN -рассеяния. Аргументы ДПР соответствуют поляризациям частиц-участниц рассеяния и располагаются в последовательности

C (пучок, мишень | рассеянная, частица. частица, отдачи)

Помимо поляризации частиц ДПР зависят также от кинематической переменной θ^* или t . Последовательность аргументов в $T(\lambda_e \lambda_a)$ имеет вид

T (рассеянная частица, частица отдачи).

Нули вместо какой-либо пары символов в $C(F)$ или $T(\dots)$ означают, что поляризация соответствующей частицы не задана (в начальном состоянии) или не измеряется (в конечном).

$C(0,0) = 1$, $T(0,0) = 1$ соответствуют неполяризованному рассеянию, а $I(\theta^*, \varphi) T(e'm', 0) = I_0(\theta^*) t_{em}(N) C(em, 0/e'm', 0) e^{im\varphi}$ - рассеяние поляризованного пучка нуклонов на неполяризованном дейтроне с измерением компоненты $t_{e'm'}$ - поляризации рассеянного нуклона.

Приведем некоторые соотношения, характеризующие свойства симметрии параметров $C(1)$ в системе центра масс бинарной реакции $aA \rightarrow bB$ [21]. Свойства сферических тензоров относительно эрмитовского сопряжения приводят к

$$C(em; LM/e'm', L'M')^* = (-1)^{\geq m} C(e, -m; L, -M/e', -m'; L', -M')$$

а сохранение четности в рассматриваемой реакции дает

$$C(em; LM/e'm', L'M') = (-1)^{\geq m + \geq e} C(e, -m; L, -M/e', -m'; L', -M')$$

Из этого выражения следует также, что $C(e, 0; LM/e'm', L'M') = 0$ при четной сумме моментов $\sum l$. При этом выполняются следующие соотношения

$$\sum m = m + M + m' + M', \quad \sum l = l + L + l' + L'$$

Поведение ДПР вблизи предельных углов рассеяния $\theta^* = 0$ и $\theta^* = \pi$:

$$C(\dots)_{\theta^* \rightarrow 0} \sim [\sin(\frac{\theta^*}{2})]^{l+m-M+m'-M'}$$

$$C(\dots)_{\theta^* \rightarrow \pi} \sim [\cos(\frac{\theta^*}{2})]^{l+m-M+m'-M'}$$

При упругом рассеянии выполняется также соотношение*

$$C(\dots) = (-1)^{\sum m} C(e'm', L'M'/em, LM)$$

Поляризационный параметр T конечного состояния бинарной реакции с неполяризованным начальным состоянием в ее с.ц.м. имеет следующие свойства:

$$T(l'-m'; L'-M') = (-1)^{m+M} T(em; LM)^*$$

$$T(l'm'; L'M')$$

- не зависит от φ ,

$$T(l'm'; L'M')$$

{ - действителен при четном $e'+L'$,
чисто мнимый при нечетном $e'+L'$,

$$T(l'm', L'M') = (-1)^{e'+L'+m'+M'} T(l'm', L'M')$$

откуда следует

$$T(l'0, L'0) = 0$$

при нечетном $e'+L'$

*Здесь и далее в скобках C, T() подразумеваются те же символы, что и в подобных выражениях, приведенных выше.

Вблизи предельных углов:

$$\theta^* \rightarrow 0 \quad T(e'm', L'M') \sim [\sin(\frac{\theta^*}{2})]^{l'm'-M'}$$

$$\theta^* = \pi \quad T(e'm', L'M') \sim [\cos(\frac{\theta^*}{2})]^{l'm'-M'}$$

Свойства $C(I)$ и $T(\)$ при поляризованных начальных состояниях описаны, например, в [21].

В лабораторной системе поляризация каждой частицы должна быть задана в своей системе координат [15,21] (см. рис.6). Поляризованное сечение при этом принимает вид

$$I(\theta, \varphi) T(\)_{SN', sd'} = I_0(\theta) \sum_{eLM} [t_{em}(N)]_{SN} [t_{LM}(d)]_{sd} C(eM, LM/e'm', L'M')_{\text{л.с.}} e^{i\varphi(M-m)}$$

где индексы SN, sd, SN', sd' указывают на систему, в которой задан соответствующий параметр. ДПР л.с. может быть выражен через ДПР - с.ц.м. [21]

$$C(eM, LM/e'm', L'M')_{\text{л.с.}} = \sum_{m''M''} C(eM, LM/e''m'', L''M'')_{\text{с.ц.м.}} d_{m''m'}^{e'}(-\omega_S) d_{M''M'}^{L'}(-\omega_R)$$

Здесь ω_S, ω_R - углы Вика соответственно рассеянной частицы и частицы отдачи.

Свойства ДПР - л.с. имеют вид, сходный с описанным выше для ДПР - с.ц.м., но выглядят более сложно. Только следствие из сохранения четности в л.с. имеет тот же вид, что и в с.ц.м.

При использовании декартовых спин-тензоров матрицу плотности начального состояния ρ_{in} системы можно представить в виде:

$$\rho_{in}(Nd) = \rho_{in}(N) \cdot \rho_{in}(d) = \frac{1}{2} (1 + \sum P_i \tau_i) \times \\ \frac{1}{3} [1 + \frac{2}{3} \sum P_i \hat{P}_i + \frac{2}{3} \sum_{ij \neq i} P_{ij} P_{ij} + \\ + \frac{1}{6} (P_{xx} - P_{yy})(\hat{P}_{xx} - \hat{P}_{yy}) + \frac{1}{2} P_{zz} \hat{P}_{zz}]$$

Поляризованное сечение упругого Nd -рассеяния описывается формулой

$$T(i, jk) I(\theta, \varphi) = Sp(\hat{F} \rho_{in} \hat{F}^+ \hat{O}_{i,jk}),$$

где $\hat{O}_{i,jk}$ - оператор поляризации конечного состояния с компонентами поляризации i - конечного нуклона, jk - конечного дейтрона ($i, jk = x, y, z$). В общем случае это выражение очень громоздко и в литературе обычно приводятся его частные случаи, соответствующие условиям выполнения конкретных экспериментов. Эти выражения могут быть приведены к виду, структурно сходному с выражением для $I(\theta, \varphi) T(\)_{SN', sd}$, приведенным выше. При этом сферические параметры поляризации заменяются декартовыми, $e^{-i(M-m)\varphi}$ заменяются соответствующими тригонометрическими функциями. Вместо символов eM аргументами параметров реакции в этом случае являются координатные индексы спин-тензоров x, y, z (или S, n, e) в с.ц.м., S, N, L - в л.с. для векторной поляризации

и $xx, ky, \dots (ss, sn, \dots)$ — в с.ц.м., SS, SN, \dots — в л.с. для ее тензорных компонент *. Перевод декартовых спин-тензоров в лабораторную систему значительно более громоздок, чем сферических спин-тензоров [16,17].

Связь распространенных обозначений некоторых поляризационных наблюдаемых величин в л.с. с ДПР в декартовом базисе имеет вид

\vec{Nd} -рассеяние

$$A_y = C(y, 00/0, 00), D = K_y^{y'} = D_{NN} = C(N, 00/N, 00),$$

$$R = K_x^{x'} = D_{SS} = C(S, 00/S, 00), R' = K_x^{z'} = D_{SL} = C(S, 00/L, 00),$$

$$A = K_z^{x'} = D_{LS} = C(L, 00/S, 00), A' = K_z^{z'} = D_{LL} = C(L, 00/L, 00).$$

\vec{dN} -рассеяние

$$A_i = A_{i0} = C(i0, 0/00, 0), A_{ij} = C(jj, 0/00, 0),$$

$$D_{i0, k0} = C(i0, 0/k0, 0), D_{ij, ke} = C(jj, 0/ke, 0).$$

Передача поляризации от частиц пучка частице отдачи

$$K_i^{jk'} = C(i, 00/0, jk'), K_{jk}^i = C(jk, 0/00, i).$$

Неупругие Nd -соударения ($Nd \rightarrow Npn$). Интересующая нас реакция относится к типу

* Для удобства различения компонент поляризации нуклона и векторной поляризации дейтрона полезно, сохранив для нуклона символы $x, y, z (S, N, L)$, ввести для дейтрона обозначения $x0, y0, z0 (SD, ND, LD)$.

$$a+b \rightarrow 1+2+3$$

(U13)

и содержит в конечном состоянии три частицы, могущие разлетаться некопланарно. Это ведет к ряду отличий рассматриваемого процесса от бинарной реакции, плоскость которой при покоящейся мишени однозначно задается направлениями импульсов налетающей и одной из конечных частиц. Плоскость реакции (U13) с тремя конечными частицами можно определить лишь в частном случае, когда импульсы всех конечных частиц компланарны с импульсом частицы пучка. В общем случае в качестве основной отсчетной плоскости (x, z) выбирают одну из плоскостей, содержащих импульс \vec{P}_a . Направление этого импульса принимают за ось \vec{z} . Направление оси \vec{y} приписывают одной из нормалей к \vec{P}_a , а ось \vec{x} определяют векторным произведением $\vec{x} \sim (\vec{y} \times \vec{z})$. Импульсы частиц конечного состояния \vec{P}_i , $i = 1, 2, 3$, характеризуют величинами P_i и углами θ_i, φ_i . Полярные углы $0 \leq \theta_i \leq \pi$ отсчитываются от \vec{P}_x , а азимутальные $0 \leq \varphi_i \leq 2\pi$ — от выбранной плоскости (x, z).

Обобщая обозначения, использованные при описании упругого рассеяния, поляризованное сечение неупругого рассеяния запишем [21,74,75]

$$I_0(P_{fin}) T(l_1 m_1, l_2 m_2, l_3 m_3) = \\ = I_0(P_{fin}) \sum_{l_1, l_2, m_1, m_2} t_{lm}(a) t_{lm}(b) C(lm, LM | l_1 m_1, l_2 m_2, l_3 m_3) \times \\ \times \exp[i(M-m)\varphi].$$

Большинство использованных здесь обозначений мало отличается от использованных в (У12), но ДПР зависят теперь не от одной кинематической переменной (θ^* или t), а от совокупности импульсов конечных частиц, которую для краткости будем обозначать

$$P_{fin} = (P_1, \theta_1, \varphi_1; P_2, \theta_2, \varphi_2; P_3, \theta_3, \varphi_3).$$

Напомним, что поляризация каждой частицы задается в своей системе координат с $\vec{z} \sim \vec{p}_i$, $\vec{y}_i \sim (\vec{p}_a \times \vec{p}_i)$, $\vec{x}_i \sim (\vec{z}_i \times \vec{z}_i)$. Связь ДПР с амплитудой \hat{F} ($ab \rightarrow 1, 2, 3$) реакции имеет вид

$$C(i) = Sp[(\hat{F} \hat{e}_{em}(a) \hat{e}_{em}(b) \hat{F}^+) \hat{e}_{0m_1} \hat{e}_{2m_2} \hat{e}_{3m_3}] / I_0.$$

Свойства симметрии этих параметров, как и при упругом рассеянии, выводятся на основании следующего:

а) симметрии операторов \hat{e}_{ij} ():

$$C(l_i m_i; P_{fin}) = (-1)^{\sum m_i} C(l_i m_i; P_{fin})^* \quad (У14)$$

$$i = a, b, 1, 2, 3$$

б) сохранения четности в реакции (У13):

$$C(l_i m_i; P_{fin}) = (-1)^{\sum (m_i + l_i)} C(l_i - m_i; \tilde{P}_{fin}) \quad (У15)$$

Здесь \tilde{P}_{fin} получается из P_{fin} отражением импульсов \vec{p}_i в плоскости (x, z) и имеет вид

$$P_{fin} (P_1, \theta_1, -\varphi_1; P_2, \theta_2, -\varphi_2; P_3, \theta_3, -\varphi_3).$$

Комбинируя (У14) и (У15), получим еще одно свойство симметрии ДПР:

$$C(l_i m_i; P_{fin}) = (-1)^{\sum l_i} C(l_i m_i; \tilde{P}_{fin})^*.$$

При компланарности всех импульсов $P_{fin} = \tilde{P}_{fin}$ и

$$C(l_i m_i; P_{fin}) = (-1)^{\sum l_i} C(l_i m_i; P_{fin})^*.$$

В зависимости от четности суммы $\sum l_i$ параметр $C()$ в компланарной кинематике принимает чисто действительное или чисто мнимое значение:

$$C() = \begin{cases} \text{действителен при четной } \sum l_i, \\ \text{чисто мнимый при нечетной } \sum l_i. \end{cases}$$

При этом количество независимых поляризованных параметров уменьшается в два раза и их набор совпадает с набором бинарной реакции. Такой же результат получается в инклюзивном опыте, когда детектируется лишь одна из конечных частиц.

При некомпланарной геометрии реакции (У13), в отличие от бинарного процесса, все поляризационные параметры частиц с $S = 1/2$ и $S = 1$ могут принимать ненулевые значения.

Для полного кинематического описания реакции (У13), при фиксированных начальном состоянии и массах всех частиц, достаточно задания 5 параметров [73]. Поэтому опытом с "полной кинематикой" является измерение импульса (энергии) одной из конечных частиц и направлений вылета двух из них. С учетом этого ДПР можно считать зависящим от кинематических параметров

$$P_{fin} = (P_1, \theta_1, \varphi_1; \theta_2, \varphi_2)$$

или

$$P_{fin} = (P_1, \theta_1, \varphi_1; \theta_2, \varphi), \quad \varphi = \varphi_2 - \varphi_1.$$

При анализе экспериментальных данных плоскость (x, z) часто выбирают так, чтобы импульс \vec{P}_1 лежал в ней и имел положительную x -компоненту, что соответствует $\varphi = 0$. Другой выбор системы отсчета, при котором импульсы \vec{P}_1, \vec{P}_2 симметричны относительно плоскости (y, z) , описан в [75].

При описании поляризаций частиц декартовыми параметрами парные символы lm в $C(\)$ и $T(\)$ мы заменяем в л.с. S ; $SD, \dots; SS, \dots$, как это предложено в сноске на с.32. Свойства симметрии анализирующих способностей реакции (У13) при этом будут иметь вид:

$$A_x = C(x0, 0/0, 0, 0; \varphi_1, \varphi_2) = -C(x0, 0/0, 0, 0; -\varphi_1, -\varphi_2),$$

$$A_y = C(y0, 0/0, 0, 0; \varphi_1, \varphi_2) = +C(y0, 0/0, 0, 0; -\varphi_1, -\varphi_2),$$

$$A_z = C(z0, 0/0, 0, 0; \varphi_1, \varphi_2) = -C(z0, 0/0, 0, 0; -\varphi_1, -\varphi_2),$$

$$A_{ij} = C(ii, 0/0, 0, 0; \varphi_1, \varphi_2) = +C(ii, 0/0, 0, 0; -\varphi_1, -\varphi_2),$$

$$i = x, y, z,$$

$$A_{xy} = C(xy, 0/0, 0, 0; \varphi_1, \varphi_2) = -C(xy, 0/0, 0, 0; -\varphi_1, -\varphi_2),$$

$$A_{xz} = C(xz, 0/0, 0, 0; \varphi_1, \varphi_2) = +C(xz, 0/0, 0, 0; -\varphi_1, -\varphi_2),$$

$$A_{yz} = C(yz, 0/0, 0, 0; \varphi_1, \varphi_2) = -C(yz, 0/0, 0, 0; -\varphi_1, -\varphi_2).$$

В общем случае для определения свойств симметрии анализирующих способностей для частиц со спинами $S = 1/2$ и $S = 1$ можно воспользоваться соотношением

$$C(\dots; \varphi_1, \varphi_2) = (-1)^{N_x + N_z} C(\dots; -\varphi_1, -\varphi_2).$$

Здесь N_x, N_z - количество символов x, z в аргументах $C(\)$.

Ниже, при описании конкретных экспериментов, мы будем использовать те обозначения поляризационных параметров, которые использовали авторы оригинальных работ.

Обратим внимание на то, что все компоненты поляризации нуклонов, возникающие в трехчастичных конечных состояниях, могут наблюдаться и при упругом рассеянии свободных неколлинеарно движущихся нуклонов [73, 76, 77]. Закон сохранения импульсов в этом случае имеет вид

$$\vec{P}_a + \vec{P}_b \rightarrow \vec{P}_1 + \vec{P}_2.$$

Кинематика реакции описывается тремя независимыми импульсами, например $\vec{P}_a, \vec{P}_b, \vec{P}_1$, вместо двух импульсов \vec{P}_a, P_1 для неподвижной мишени ($P_b = 0$). При некопланарности этих трех импульсов на них можно построить псевдоскаляр $(\vec{P}_a \cdot \vec{P}_b) \cdot \vec{P}_1$ и получить (домножением на соответствующий вектор) псевдовектор любого направления. Это обеспечивает возможность иметь ненулевые значения любой компоненты поляризации рассеянного нуклона. В частности, возникает зависимость сечения рассеяния от продольной поляризации пучка и будут наблюдаться те компоненты поляризации рассеянного нуклона, которые запрещены при упругом MN -рассеянии на неподвижной мишени. Оценки [73] показывают, что при рассеянии

налетающего нуклона с энергией 100–500 МэВ на движущемся перпендикулярно ему нуклоне с импульсом 100–150 МэВ/с предсказанные эффекты должны иметь величину, достаточную для их экспериментального обнаружения. Как известно, такие импульсы с достаточно большой вероятностью представлены в формфакторе дейтрона. Поэтому при спектаторном механизме неупругого Nd -рассеяния описанные эффекты должны наблюдаться и в тех случаях некомпланарного разлета конечных частиц, когда $\langle NN \rangle$ -вершина полностью описывается амплитудой рассеяния свободных нуклонов.

Отметим, что в рассмотренном случае, как и при неподвижной мишени, в с.ц.м. имеется лишь два независимых импульса, образующих единственный псевдовектор – нормаль к плоскости рассеяния в этой системе. Отсюда видно, что обсуждаемые поляризационные эффекты в лабораторной системе координат носят чисто кинематический характер.

II. ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

При подготовке обзора были использованы следующие публикации об экспериментальных исследованиях Nd -рассеяния. Полные сечения [72–76], упругое рассеяние [28, 77–146], суммарные инклюзивные процессы [147–154], полуинклюзивные процессы [154–163], инклюзивные спектры [147, 164–173], зарядово-обменное рассеяние [174–195], кинематически полные опыты [147, 149, 159, 169, 170, 193–224].

II.1. Полные сечения [72–76]

Полное сечение $\sigma_{tot}(xd)$ соударений частицы x с дейтронами привлекает внимание исследователей не только как важная интегральная характеристика xd -взаимодействия, но и надеждой выделить из него сечения xn -взаимодействия.

Энергетическая зависимость полного сечения нуклон-дейтронных соударений показана на рис. 7, заимствованном из [75, 76]. На основе представлений о зарядовой симметрии ядерных сил следует ожидать равенства полных сечений nd - и pd -взаимодействий. Однако, как видно из рисунка, при энергиях $I_N \gtrsim 700$ МэВ систематически наблюдается заметное расхождение между ними [75, 76]. Причина его возникновения не ясна, но высказываются соображения о завышении сечений в [72]. В целом сопоставление опытных данных позволяет считать, что различия $\sigma_{tot}(pd)$ и $\sigma_{tot}(nd)$ не превышают 0,8% при ~ 1 ГэВ/с и $\sim 0,5\%$ при ~ 3 ГэВ/с [75].

Сечения $\sigma_{tot}(Nd)$ не совпадают с суммой полных сечений Np - и Nn -взаимодействия и могут быть представлены в виде

$$\sigma_{tot}(Nd) = \sigma_{tot}(Np) + \sigma_{tot}(Nn) - \Delta\sigma. \quad (У16)$$

Экспериментально определенная энергетическая зависимость "дефекта" сечения $\Delta\sigma$ показана на рис. 8, построенная по данным работ [75, 76, 225]. Наглядное объяснение появления $\Delta\sigma$ было предложено в [230], где оно описывалось как эффект затенения (экранирования) одного из нуклонов дейтрона другим. Было отмечено [39, 226, 227], что этот геометрический феномен является лишь одной из причин, приводящих к появлению "дефекта" сечения. Другими причинами оказываются, например, двойное рассеяние, интерференция амплитуд

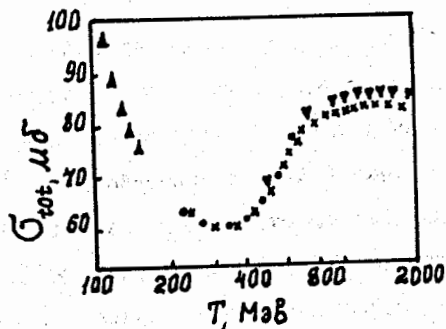


Рис. 7. Энергетическая зависимость полного сечения нуклон-дейтронного взаимодействия [75]

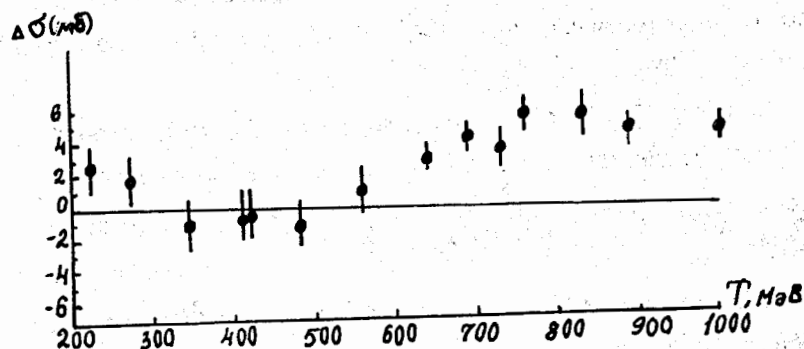


Рис. 8. Экспериментально определенная энергетическая зависимость дефекта сечения (см. (V16)), построенная по данным работ [75, 76, 225]

одно- и двукратных соударений налетающей частицы с нуклонами дейтрона и т. д. В целом, в рамках бесспинового эйконального приближения для высоких энергий [230, 231] дефект полного сечения имеет вид

$$\Delta\sigma = \frac{2}{k^2} \int S(\vec{q}) [\text{Im}f_{NN}(\vec{q}) \cdot \text{Im}f_{NP}(\vec{q}) - \text{Re}f_{NN}(\vec{q}) \cdot \text{Re}f_{NP}(-\vec{q})] d^2\vec{q}.$$

Видно, что при больших энергиях, когда доминируют мнимые части амплитуд NN -рассеяния вперед, $\Delta\sigma > 0$ и $\sigma_{tot}(Nd) < \sigma_{tot}(Nn) + \sigma_{tot}(Np)$. При меньших энергиях, когда $\text{Re}f(0)$ не пренебрежимо, $\Delta\sigma$ может иметь любой знак.

Обобщение оптической теоремы $\text{Im}F_{\text{упр}}(0) = (\rho^*/4\pi)\sigma_{tot}$ для соударения $A+B \rightarrow \dots$ неполяризованных частиц, а случай поляризованного начального состояния можно записать [228, 229]

$$\text{Sp}[\rho_{in} \hat{\text{Im}}F_{\text{упр}}(0)] = \left(\frac{\rho^*}{4\pi}\right) \sigma_{tot}(\rho_{in}).$$

С учетом сохранения четности и инвариантности по отношению к обращению времени в упругом рассеянии этому выражению можно придать вид [21]

$$\left(\frac{\rho^*}{4\pi}\right) \sigma_{tot} = \sum_{\ell_L} \sum_{m \geq 0} (2 - \delta_{m0}) \text{Im}h_{\ell_L}(m) \text{Re}[t_{\ell_L}(A)t_{\ell_L}(B)]. \quad (V17)$$

Здесь

$$h_{\ell_L}(m) = \frac{1}{(2S_A+1)(2S_B+1)} \text{Sp}[\hat{e}_{\ell m} + \hat{e}_{\ell m} + \hat{\text{Im}}F_{\text{упр}}(0)].$$

Суммирование в (У17) производится только по состояниям с четными значениями

Формулы, описывающие дефект поляризованного полного pd -сечения, выведены в работе [230]. Рассмотрение проводилось в рамках модели Глаубера и учитывало как поляризацию нуклонного пучка, так и векторную поляризацию дейтрона. Более полно этот вопрос рассмотрен в [231], где учитывался вклад d -волны дейтрона, обсуждены t -зависимость амплитуд в интеграле двойного рассеяния и вклад реальных частей амплитуд с двойным переворотом спинов.

Полные сечения pd -рассеяния в чистых спиновых состояниях измерялись в области 1,1–6 ГэВ/с [76]. Целью этого эксперимента было определение $\Delta\sigma_{\frac{1}{2}}(NN)$ для изотопспина $I = 0$ и поиски дибарионов. Авторы отмечают, что ферми-движение нуклонов в дейтроне может размазать ожидаемую узкую структуру сечения до ширины ≈ 80 МэВ/с.

Полные сечения упругого nd -рассеяния [77,95,101,117,118,124]. Результаты измерения полных сечений упругого pd -рассеяния суммированы в таблице 1.

П.2. Упругое nd -рассеяние

Дифференциальные сечения упругого nd -рассеяния в широком интервале углов исследовались при энергиях налетающих нуклонов 95 МэВ [77–79], 128–156 МэВ [80–84,86], 240 МэВ [92], 340 МэВ [95], ≈ 450 МэВ [98,102], ≈ 580 МэВ [102,105], 800 МэВ [115], 1 ГэВ [117]. Рассеяния на малые углы [94,100,116,118,122,124,125] измерялись большей частью с целью определения отношений реальной и мнимой частей бесспиновой амплитуды pd -рассеяния. Внимание

Таблица 1. Полные сечения упругого pd -рассеяния

T_{in} , МэВ	$(\sigma_{уп})_{tot}$, мб	Ссылка
95	34 \pm 3	77
340	6 \pm 1,2	95
458	7,6 \pm 0,3	101
534	8,9 \pm 0,4	101
611	9,2 \pm 0,4	101
680	10,2 \pm 0,4	101
737	10,4 \pm 0,4	101
818	10,4 \pm 0,4	101
899	10,3 \pm 0,4	101
976	11,2 \pm 0,5	101
1000	13,8 \pm 1,8	117
1000	10,5 \pm 0,7	118
1000	9,2 \pm 0,7	118
1000	10,7 \pm 0,7	124
1077	100,6 \pm 0,4	101
1123	12,0 \pm 0,5	101
2000	10,2 \pm 0,7	124

многих экспериментаторов привлекло nd -рассеяние в заднюю полу-сферу [79,85,87–89,93,119,121] и, в частности, рассеяние на углы, близкие к $\theta = 180^\circ$ [89,107,123]. Изучалась также энергетическая зависимость сечений рассеяния на фиксированный (большой) угол [91,109–111].

Угловая зависимость упругого pd -рассеяния при нескольких энергиях схематично показана на рис.9. Видно, что во всей рассматриваемой области характерными чертами этой зависимости являются:

а) Резкое уменьшение величины сечения с ростом угла рассеяния при передачах импульса $t \lesssim 0,5$ (ГэВ/с)². В дальнейшем эту область будем называть рассеянием вперед или рассеянием с малой передачей импульса.

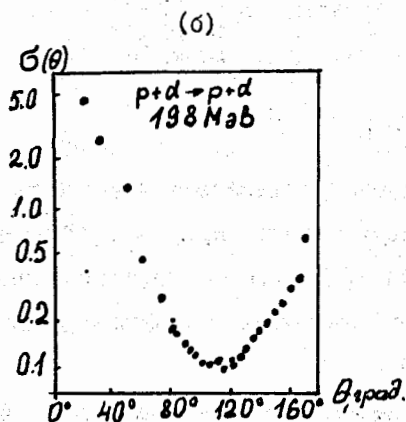
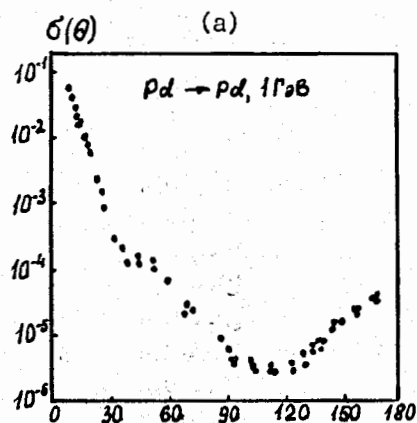


Рис. 9. Угловая зависимость дифференциального сечения упругого p - d -рассеяния при начальной кинетической энергии протонов $T_0 = 1 \text{ ГэВ}$ (а) и $T_0 = 198 \text{ МэВ}$ (б)

б) Сравнительно слабая угловая зависимость сечений в области промежуточных углов.

в) Возрастание сечения с ростом угла рассеяния при $\theta^* \geq 130^\circ$. Условно эту область будем называть рассеянием назад или обратным рассеянием. Ранее многие авторы называли эту область областью пикап (pickup)-рассеяния.

Сравнение сечений nd -рассеяния около 130 МэВ [80-82], 152 МэВ [83], 794 МэВ [113] с сечениями pd -рассеяния при близких энергиях подтвердило близость или совпадение nd - и pd -рассеяний.

П.2.1. Упругое рассеяние на малые и промежуточные углы

Дифференциальные сечения.

На начальном этапе исследований при промежуточных энергиях теоретическое описание упругого nd -рассеяния вперед строилось на основе различных вариантов импульсного приближения и записывалось в виде

$$\sigma_{pd}^{упр}(q) = \frac{16}{9} \cdot \frac{1}{6} S_p \{ (t_{pp} + t_{pn})(t_{pp} + t_{pn})^+ \} S(q),$$

$$S(q) = \int |\Phi(z)|^2 \exp[-qz/2] dz,$$

q - переданный трехимпульс.

Экспериментальные данные об амплитудах упругого nd -рассеяния в то время либо отсутствовали, либо были крайне неполными и мало-надежными. Поэтому для расчета сечений nd -рассеяния использовались выражения типа

$$\sigma_{nd}^{упр}(q) = \frac{16}{9} \{ \sigma_{np}(q) + \sigma_{nn}(q) + I(q) \} S(q),$$

связывающие pd -сечение с сечениями рассеяния нуклонов нуклонами. Здесь $I(\varrho)$ - сечение интерференции pn - и pp -рассеяний.

Используя для анализа dp -рассеяния при $T_d = 190$ МэВ [77] расчетную схему [232], авторы экспериментальной работы пришли к выводу, что при расчетах таких сечений необходимо учитывать амплитуды NN -рассеяния с переворотом спинов и включать в рассмотрение тензорные взаимодействия нуклонов с нуклонами. Интерпретация сечений pd -рассеяния при 340 МэВ [95] проводилась на основе выражения

$$G_{pd}^{урп}(\varrho) = \frac{16}{9} [\sigma_{pp}(\varrho) + \sigma_{pn}(\varrho)] \cdot S(\varrho) \cdot \Delta.$$

Параметр Δ учитывал интерференционные эффекты, причем отсутствию интерференции соответствовало значение $\Delta = 1$, положительной интерференции — $\Delta > 1$, а отрицательной — $\Delta < 1$. По оценкам авторов, на малых углах Δ близко к единице и уменьшается с углом рассеяния до $\Delta \approx 0,5$ при $\theta^* \approx 80^\circ$.

На основе этой же формулы проводился анализ сечений pd -рассеяния при 450 МэВ [102]. Авторы утверждают, что они получили указания на существование отрицательной интерференции при малых углах рассеяния.

Полная спиновая структура NN -амплитуд использовалась при расчетах сечений упругого pd -рассеяния в работе [233]. Сечения вычислялись на основе выражения, применимого для $\theta^* < 100-120^\circ$:

$$G_{pd}^{урп}(\theta_{pd}^*) = \frac{16}{9} \{ A(\theta_{nn}^*) + B(\theta_{nn}^*) + C(\theta_{nn}^*) \} S(\theta_{pd}^*).$$

Параметры A, B, C определяют соответственно вклады pp -соударений, pn -соударений и интерференции между pp - и pn -амплитудами. Величины NN -амплитуд тогда еще не были известны, но сравнение структур A, B, C со структурой сечения упругого NN -рассеяния позволило оценить области возможных значений A, B, C .

$$\frac{2}{3} \sigma_{pp}(\theta_{nn}^*) \leq A(\theta_{nn}^*) \leq \sigma_{pp}(\theta_{nn}^*),$$

$$\frac{2}{3} \sigma_{pn}(\theta_{nn}^*) \leq B(\theta_{nn}^*) \leq \sigma_{pn}(\theta_{nn}^*),$$

$$|C| \leq \sigma_{pp}(\theta_{nn}^*) + \sigma_{pn}(\theta_{nn}^*),$$

$$\cos(\theta_{pd}^*/2) = \frac{4}{3} \cos(\theta_{nn}^*/2).$$

Результаты расчетов вместе с экспериментальными данными для энергий 150 МэВ [84], 240 МэВ [92], 340 МэВ [95], 460 МэВ [105], 660 МэВ [108] приведены на рис.10.

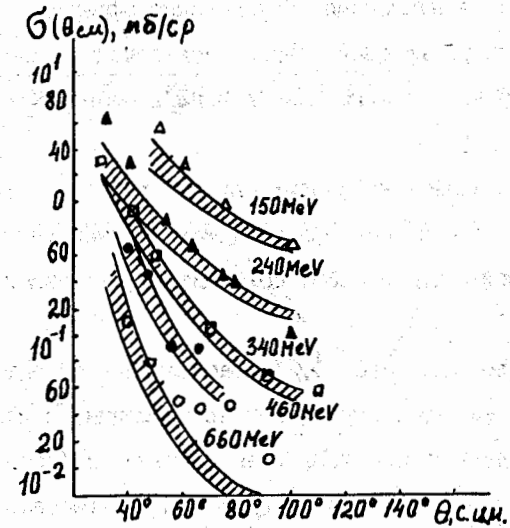


Рис.10. То же, что и на рис.9, но для разных начальных энергий протонов

Применение техники фейнмановских диаграмм к расчету сечений Nd -рассеяния описано, например, в [234]. Вычисления выполнены для $T_p = 30-155$ МэВ, и получено удовлетворительное согласие с экспериментом.

Сечения pd -рассеяния при 146 МэВ [83] интерпретировались на основе варианта импульсного приближения, описанного в [235].

Использовалась полная спиновая структура NN -рассеяния с амплитудами, рассчитанными с потенциалом Гаммеля-Талера. Дополнительно по методу [236] были учтены кулоновские эффекты. Результаты вычислений показаны на рис. 11. Видно, что учет кулоновского взаимодействия существенно улучшает согласие с опытом при $\theta_{pd}^* \leq 15^\circ$. В целом расчет согласуется с экспериментальными данными в пределах 10% вплоть до $\theta_{pd}^* \approx 75^\circ$.

Измерения при 155 МэВ [86] сравнивались с расчетами [237] и [238]. При вычислениях использовались NN -амплитуды, определенные на основе фазового анализа экспериментальных данных об упругом рассеянии нуклонов нуклонами. Кулоновские эффекты в этих расчетах не рассматривались. Угловая зависимость сечений pd -рассеяния в общих чертах правильно описывается использованными моделями в области $\theta_{pd}^* \approx 90-110^\circ$.

Не останавливаясь на многих других работах, где импульсное приближение использовалось при расчетах сечений упругого nd -рассеяния, укажем, что в [236] содержится ряд ссылок на такие исследования.

Для описания упругого nd -рассеяния в области, более широкой, чем это возможно в импульсном приближении, используют модель Глаубера и ее последующие усовершенствования и обобщения.

В этой модели амплитуда упругого nd -рассеяния имеет вид

$$\begin{aligned}
 f_{nd}^{ynp} = & f_{np}(q)S\left(\frac{\vec{q}}{2}\right) + f_{nn}(q)S\left(-\frac{\vec{q}}{2}\right) + \\
 & + \frac{i}{2qk} \int S(\vec{q}') f_{nn}\left(\frac{\vec{q}}{2} - \vec{q}'\right) d^2q'
 \end{aligned}
 \quad (У18)$$

Здесь f_{np}, f_{nn} - амплитуды упругого рассеяния налетающего нуклона N на протоне и нейтроне, образующих дейтрон, \vec{q} - импульс, переданный налетающей частицей ядру-мишени, $S(\vec{q}) = \int e^{i\vec{q}\vec{z}} |\psi(\vec{z})|^2 d^2z$ - формфактор дейтрона. Первая строка в (У18) содержит вклад в ам-

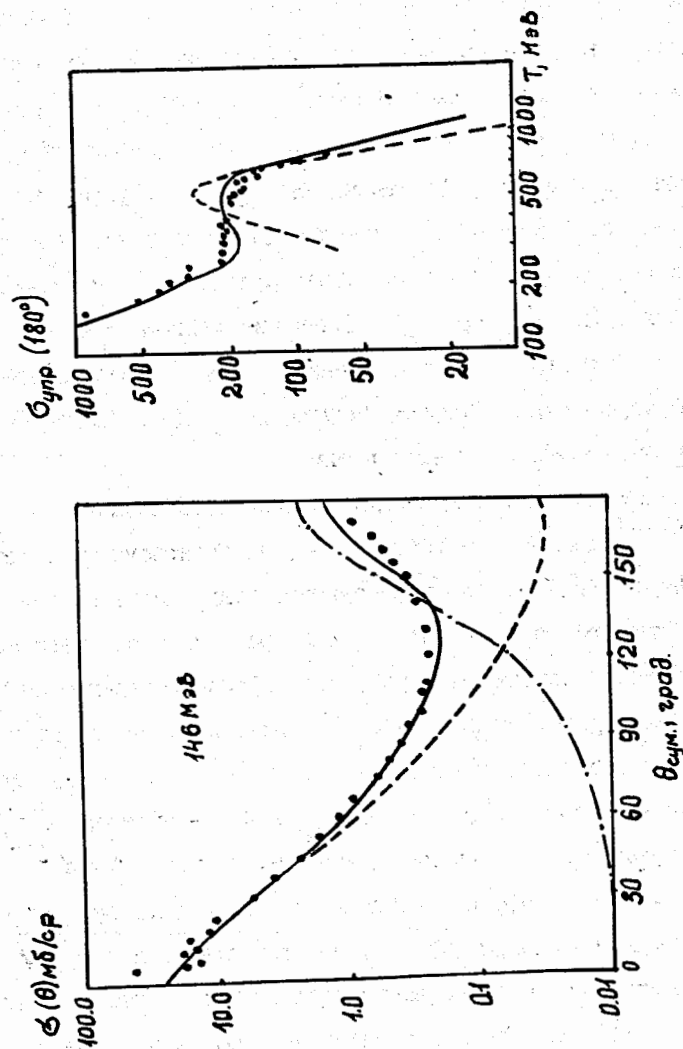


Рис. 11. Результаты расчета угловой зависимости сечения упругого p - d -рассеяния при $T_0 = 146$ МэВ (см. [83, 235, 236])

плитуду nd -рассеяния однократных NN -соударений, вторая — вклад последовательного рассеяния начальной частицы на различных нуклонах дейтрона. Однократное рассеяние доминирует при малых передачах импульса, что, в основном, определяется поведением формфактора дейтрона. Двойное рассеяние при малых q пренебрежимо мало по сравнению с однократным, но с увеличением передачи импульса оно изменяется сравнительно медленно. Эта особенность двойного рассеяния объясняется тем, что в интеграл, определяющий его амплитуду, основной вклад дает область малых q , где формфактор $S(q)$ близок к единице. Поэтому амплитуда двойного рассеяния зависит от переданного импульса, в основном, через сравнительно медленно меняющиеся амплитуды $f_{NN}(q/2)$. Получение дейтроном импульса q при этом происходит преимущественно через последовательную передачу образующим его нуклонам импульсов $q/2$. Относительный импульс нуклонов мишени остается малым.

В типичном для области высоких энергий предположении о чисто мнимых NN -амплитудах из (У18) видно, что слагаемые, соответствующие однократному и двойному рассеянию, будут иметь противоположные знаки. Зависимость их вклада в nd -рассеяние от переданного импульса схематически показана на рис.12. Такое поведение амплитуд при учете лишь S -состояния дейтрона приводит к обращению в ноль $\text{Im} F_{nd}^{yp}$ при некотором значении $t = t^0$. Поскольку действительные части NN -амплитуд $\text{Re} f_{NN} \neq 0$, амплитуда F_{nd}^{yp} в ноль не обращается, но сечение должно иметь при $t = t^0$ глубокий минимум. Такой эффект наблюдается при упругом рассеянии адронов на ядрах со спином $S = 0$, но отсутствует при pd - и nd -рассеянии. Это дает основание предполагать, что отсутствие провала при pd -рассеянии в области интерференции одно- и двукратного рассеяний связано не с особенностями hN -взаимодействия, а со свойствами ядра-мишени, имеющей спин $S = 1$. Учет того,

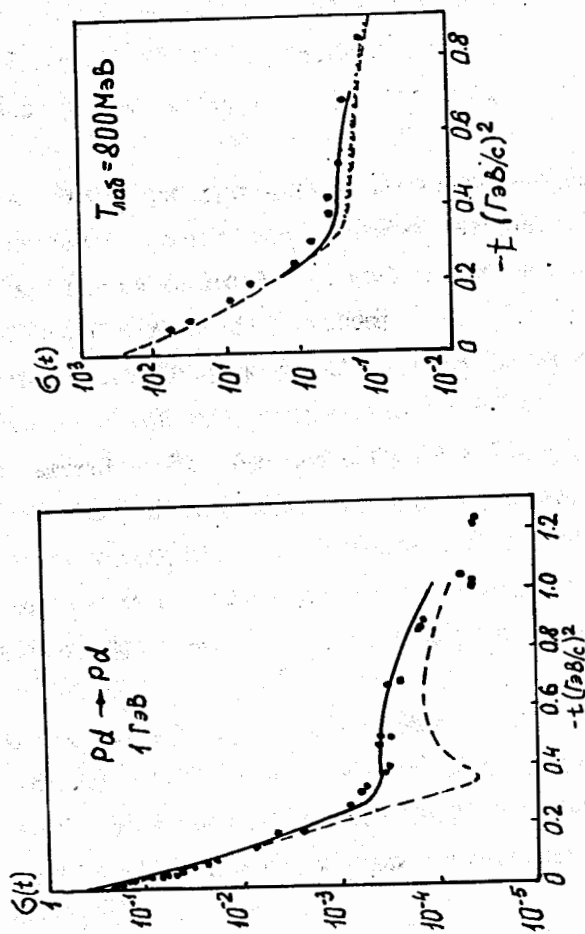


Рис.12. Дифференциальное сечение $d\sigma/dt$ упругого p - d -рассеяния в зависимости от передачи t при начальных энергиях $T_0 = 1 \text{ ГэВ}$ и $T_0 = 800 \text{ МэВ}$. Штриховые кривые — расчет с учетом только S -волн в дейтроне. Сплошные кривые — расчет с учетом как S -, так и D -волн в дейтроне. Ссылки на литературу см. на

что основное состояние дейтрона кроме S -волны содержит примесь D -компоненты, приводит к заполнению интерференционного минимума при рассеянии неполяризованных частиц и к удовлетворительному описанию сечений упругого pd -рассеяния. Из рис.12 видно, что учет D -состояния мало изменяет результат как в области однократного рассеяния, так и при превалировании двойного рассеяния, когда $|t|$ заметно превышает $|t^0|$. Однако в области $t \approx t^0$ вклад D -волны в сечение упругого pd -рассеяния является определяющим (см. рис.12).

В работе [120] описаны измерения сечений упругого pd -рассеяния при $T_p = 1-5,5$ ГэВ, результаты которых хорошо согласуются с расчетами, основанными на модели Глаубера. В рамках модели Глаубера расчет сечений упругого pd -рассеяния с полной спиновой NN -амплитудой впервые был проведен Албери и др. [239]. В этой работе удалось достичь лишь качественно верного описания сечений, найденных при $T_p(pd) = 425$ МэВ [98] и 582 МэВ [105]. Вместе с тем авторы обратили внимание на чувствительность процессов Nd -рассеяния к величине общей фазы нуклон-нуклонных амплитуд и указали на возможность ее определения в рассматриваемых опытах вне пределов области кулон-ядерной интерференции, где она определяется при упругом NN -рассеянии.

Обобщение модели Глаубера, связанное с учетом неэikonальных поправок и более корректным рассмотрением ряда других эффектов, изложено в работе Албери и др. [240]. В дальнейшем этот способ описания Nd -рассеяния будем называть моделью АБЯ.

П.3. Поляризационные эффекты

Экспериментальные исследования поляризационных эффектов при упругом Nd -рассеянии на малые и промежуточные углы [28,83,86, 88,105,106,114,115,126-130,132-136,139-142,144-146] можно сгруппировать следующим образом.

1. Рассеяние поляризованных протонов неполяризованными дейтронами ($\vec{p}d \rightarrow pd$) и измерение поляризации конечного протона при рассеянии с поляризованным начальным состоянием ($pd \rightarrow \vec{p}d$).
2. Рассеяние поляризованных дейтронов на неполяризованных протонах ($\vec{d}p \rightarrow dp$) и неполяризованных протонов на поляризованной дейтронной мишени ($pd \rightarrow \vec{p}d$). Иногда удобно различать рассеяние векторно поляризованных и тензорно поляризованных дейтронов (соответственно $\vec{d}_V p \rightarrow dp$ и $\vec{d}_T p \rightarrow dp$).
3. Деполяризация и поворот поляризации протона ($\vec{p}d \rightarrow \vec{p}d$).
4. Корреляционная асимметрия при рассеянии поляризованных протонов на поляризованных дейтронах ($\vec{p}d \rightarrow pd$).
5. Трехспиновые опыты с векторно поляризованными дейтронами ($\vec{p}d \rightarrow \vec{p}d$).

Изучение других классов поляризационных явлений, как передача поляризации ($\vec{p}d \rightarrow p\vec{d}$, $p\vec{d} \rightarrow \vec{p}d$), поворот поляризации дейтрона ($\vec{d}p \rightarrow \vec{d}p$), трехспиновые опыты с тензорно поляризованными дейтронами ($\vec{p}d \rightarrow \vec{p}d$), трехспиновые опыты с измерением (векторной и тензорной) поляризации конечного дейтрона ($\vec{p}d \rightarrow p\vec{d}$), четырехспиновые опыты ($\vec{p}d \rightarrow \vec{p}d$), по-видимому, пока не проводилось.

П.3.1. Асимметрия рассеяния поляризованных протонов

Рассмотрим экспериментальные данные об анализирующей способности $A_y(\vec{p}d \rightarrow pd)$ и поляризации конечного протона $P_y(pd \rightarrow \vec{p}d)$.

Угловая зависимость анализирующей способности при трех энергиях схематически показана на рис.13, где прослеживаются следующие ее характерные черты.

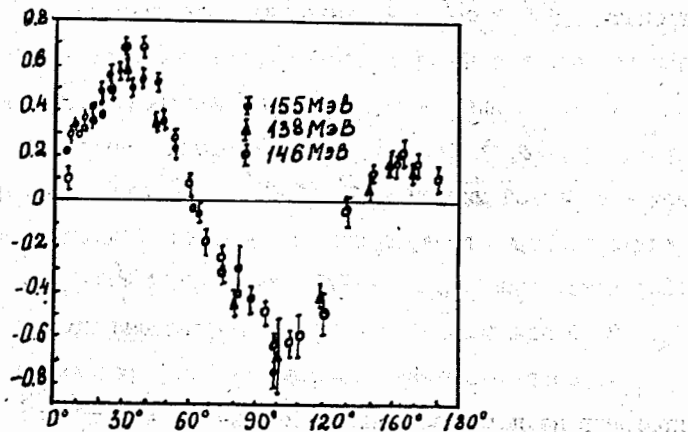


Рис.13. Угловая зависимость анализирующей способности A_y упругого $\vec{p}d$ -рассеяния при трех начальных энергиях [83,86,126,139]

а) При малых углах (малых передачах импульса), где доминирует однократное рассеяние нуклонов и хорошо работает импульсное приближение, наблюдается пик положительной поляризации. Максимальное значение достигается при несколько меньших углах, чем это происходит при свободном NN -рассеянии.

б) Резкий спад поляризации при всех энергиях наблюдается вблизи $-t \approx 0,4$ (ГэВ/с)². Отметим, что именно в этой области происходит изменение наклона t -зависимости сечения.

в) При больших углах (область обратного рассеяния) анализирующая способность вновь становится положительной.

При сравнительно малых энергиях [83,86,126,139], где в pd -рассеянии преимущественно работают однократные NN -соударения,

теоретическое описание рассматриваемых процессов строилось на основе различных версий импульсного приближения. Такие расчеты приводили к качественно правильной передаче вида угловой зависимости A_y , но с более или менее значительными расхождениями предсказанных и измеренных ее численных значений. Хорошее описание анализирующих способностей, измеренных при $T_N < 200$ МэВ, получено в [241].

В области, где существенна роль двойного NN -рассеяния, основой теоретического описания Nd -соударений, как уже говорилось, служит теория ГС. В упоминавшейся работе [239] анализирующую способность $\vec{p}d$ -рассеяния при 425 МэВ [98], 544 МэВ [105] и 584 МэВ [106] с помощью этой модели удалось описать лишь качественно. При 544 МэВ [105] расчеты анализирующей способности проводились также авторами экспериментальной работы. С использованием ВФ Хамады-Джонстона им удалось получить удовлетворительное согласие с экспериментальными данными об $A_y(t)$, в то время как для описания дифференциальных сечений волновую функцию потребовалось существенно модифицировать.

Угловые зависимости A_y и P_y были измерены в одном эксперименте [133] при $T_p = 496$ МэВ и 647 МэВ. Такие измерения интересны, в частности, тем, что в исследованных реакциях $\vec{p}d \rightarrow pd$, $pd \rightarrow \vec{p}d$ при спине мишени $S_d \neq 0$ и деполяризации $D_{NN} \neq 1$ из равенства $A_y(\theta) = P_y(\theta)$ следует, что исследуемое взаимодействие инвариантно относительно обращения времени (ИОВ). В качестве меры нарушения ИОВ авторы вводят величину

$$K = \frac{1-T}{1+T} = \frac{P_y(\theta) - A_y(\theta)}{1 - D_{NN}(\theta)}$$

При справедливости ИОВ $T = 1$ ($K = 0$). Обработка экспериментальных данных привела к средним взвешенным значениям:

$$\begin{aligned} \langle K \rangle &= -0,013 \pm 0,037 \quad \text{при} \quad T_p = 496 \text{ МэВ,} \\ \langle K \rangle &= -0,036 \pm 0,54 \quad \text{при} \quad T_p = 647 \text{ МэВ,} \end{aligned}$$

т.е. показала, что в пределах точности опыта нарушений ИОВ не обнаружено. К такому же выводу пришли авторы работы [134], установившие, что при $T_p = 500$ МэВ разность $(A_y - A_z) = 0,00 \pm 0,010$.

Рассеяние поляризованных дейтронов. Наряду с изучением $(\vec{p}d)$ -рассеяния несколькими экспериментальными группами исследовалось рассеяние поляризованного дейтронного пучка неполяризованными протонами [28, 106, 133, 135, 143, 145] и неполяризованных протонов на поляризованной дейтронной мишени [106, 136].

Анализирующая способность $A_y(\vec{d}, p)$ рассеяния векторно поляризованных дейтронов измерялась при энергиях дейтронов $T_d = 191$ МэВ и 395 МэВ [28], 498 , 1198 и 1598 МэВ [129], 1600 МэВ [144], 2000 МэВ [145]. Результаты некоторых экспериментов приведены на рис.14. Там же для сравнения показаны асимметрии $A_y(\vec{p}d)$, измеренные при близких эффективных энергиях $T_p(pd) = \frac{1}{2} T_d(dp)$. При сравнении этих данных следует помнить, что $A_y(\vec{d}p)$ не тождественна $A_y(\vec{p}d)$, имеет другой физический смысл и экспериментально независима.

Харингтон [242] обратил внимание экспериментаторов на возможность получения тензорно поляризованных дейтронных пучков при рассеянии дейтронов и на возможность анализа их поляризационных состояний в опытах по двойному рассеянию. Экспериментальная проверка этой возможности была выполнена Бунсе и др. [148]. В этом опыте пучок дейтронов с импульсами от $2,64$ до $3,70$ ГэВ/с рассеивался с заданной передачей импульса на водородной мишени. Рассеянные частицы попадали на вторую водородную мишень, и измерялось азимутальное распределение этого второго рассеяния. Полученное распределение фитировалось выражением

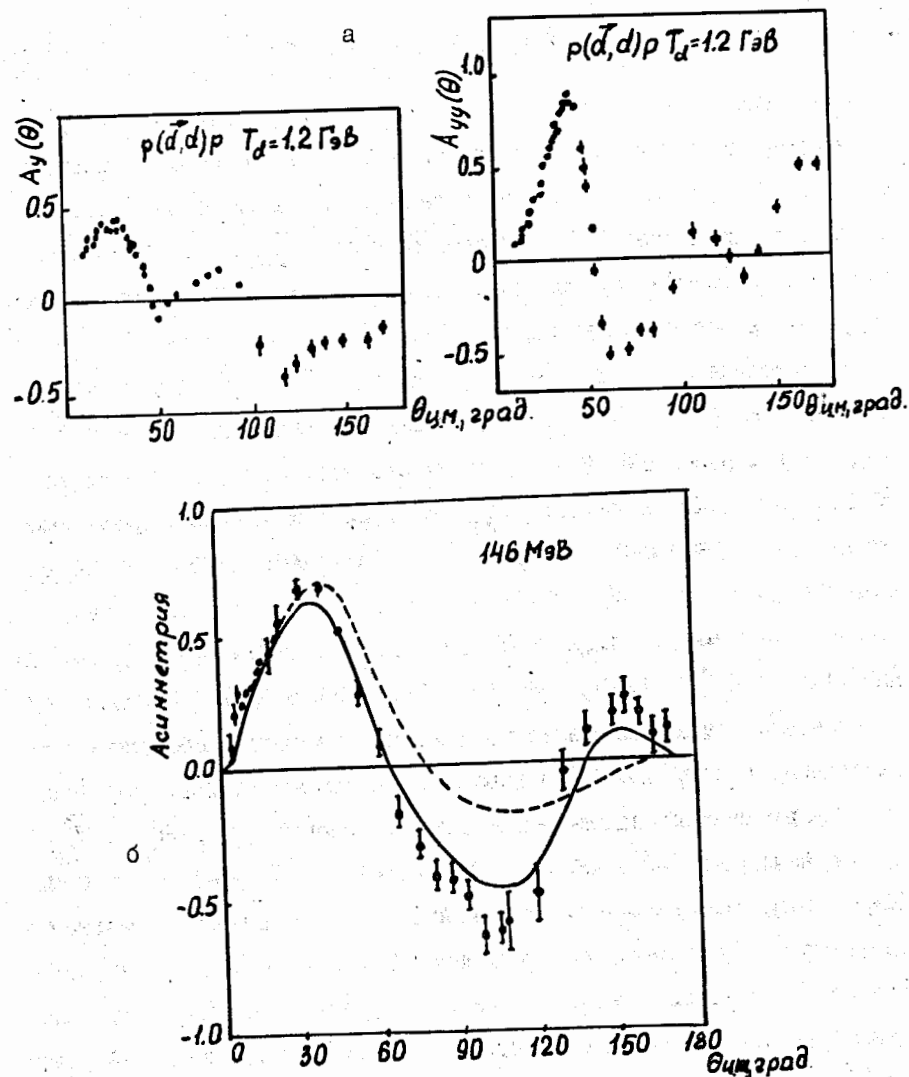


Рис.14. а) Анализирующие способности упругого pd -рассеяния при $T_d=1,2$ ГэВ;
 б) асимметрия при $T_d=146$ МэВ как функции угла рассеяния $\theta_{ц.с.}$ в с.ц.м.
 Ссылки на литературу см. на с.55,56

$$N(\varphi) = N_0 [1 + A \cos(2\varphi) + B \cos\varphi], \quad (У19)$$

и определялись параметры А и В в зависимости от передачи импульса во втором рассеянии. Физический смысл А и В ясен из сравнения (У19) и [8]. Параметр А связан с тензорной поляризацией t_{22} и соответствующей анализирующей способностью T_{22} . Параметр В связан с векторной поляризацией t_{11} дейтронов и компонентой t_{21} их тензорной поляризации.

Тензорные анализирующие способности T_{20} и T_{22} были найдены [28] при рассеянии поляризованных дейтронов с энергиями $T_d = 191$ МэВ и 395 МэВ для углов рассеяния в с.ц.м. соответственно $40-150^\circ$ и $35-155^\circ$. Величины A_{xx} и A_{yy} измерялись при энергиях $T_d = 1600$ МэВ [144] и $T_d = 2000$ МэВ [145] в области передач 4-импульса $|t| \leq 0,9$ (ГэВ/с)² и $|t| \leq 1,2$ (ГэВ/с)². Угловая зависимость $A_{yy}(\theta^*)$ определялась [131] при $T_d = 498$ МэВ ($140^\circ \leq \theta^* \leq 175^\circ$), 1598 МэВ ($26,8-41^\circ$) и $T_d = 1200$ МэВ. В последнем случае измерения проводились в широкой области углов рассеяния от $32,4^\circ$ до 170° и хорошо согласуются с [144].

Теоретический анализ результатов измерений A_y, P_{xx}, P_{yy} , выполненных при $T_p(pd) = 800$ МэВ [144] и $T_p(pd) = 1000$ МэВ [145] проводился на основе модели АБЯ [240]. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными [144] показало, что в отличие от сечений, малочувствительных к неэikonальным поправкам, тензорная поляризация весьма чувствительна к ним, как и к учету NN -амплитуд, связанных с двойным переворотом спинов. В работе [136] упругое dp -рассеяние изучалось при эффективных энергиях протонов $T_p(pd) = 600, 800, 1000$ МэВ. Использовался дейтронный пучок с тензорной поляризацией $\pm 0,7$ и векторной $\pm 0,25$, падающий на

жидководородную мишень. Параметры $P_y = C(0, NN/0,0)$, $P_{xx} = C(0, SS/0,0)$, $P_{yy} = C(0, NN/0,0)$ измерялись при передачах 4-импульса $0,1 \leq |t| \leq 1,2$ (ГэВ/с)².

П.3.2. Поворот вектора поляризации протонов

Перейдем к опытам, в которых при рассеянии поляризованного протона неполяризованным дейтроном измеряется поляризация конечного протона $\vec{p}d \rightarrow \vec{p}d$.

Из исследований, выполненных при энергиях, близких к нижней границе рассматриваемой нами области, укажем на эксперименты, где измерялись параметры Вольфенштейна D_{NN}, R' [139], D_{NN}, R, R' [126] при 135 МэВ и R, A [128] при 140 МэВ. Попытки теоретического описания опытных данных строились на основе различных версий импульсного приближения, но полного описания экспериментов достичь не удалось.

Недавно были выполнены эксперименты по измерению целого ряда параметров тройного рассеяния при энергиях $T_p = 500, 650, 800, 1000$ МэВ [133,134]. Побуждением к проведению этих исследований послужили результаты теоретических работ [242-244], где показано, что параметры тройного рассеяния могут дать полезную информацию как о матрице pd -рассеяния, так и о NN -амплитудах с двойным переворотом спинов. Измеренные в л.с. параметры $D_{NN}, D_{SS}, D_{LS}, D_{SL}$ можно использовать для определения деполаризаций D_0, D_x, D_y, D_z , которые представляют собой линейные комбинации величин D_{ij} . В с.ц.м. сталкивающихся частиц эти параметры определяются выражениями [133]

$$I_0 = S_p(\hat{F}\hat{F}^+),$$

$$I_0 D_{\alpha\beta} = S_p(\hat{F}\hat{G}_\alpha\hat{F}\hat{G}_\beta),$$

$$D_j = S_p(\hat{F}_j\hat{F}_j^+)/S_p(\hat{F}\hat{F}^+).$$

Индексы α, β, j соответствуют единичным векторам $\hat{x} \sim (\hat{n} \times \hat{e})$, $\hat{y} \sim (\vec{K}_i \times \vec{K}_f)$, $\hat{z} \sim (\vec{K}_i + \vec{K}_f)$. Амплитуду \hat{F} упругого pd -рассеяния можно записать в виде (У18).

Здесь \hat{b}_0 - единичная матрица, $\hat{b}_x, \hat{b}_y, \hat{b}_z$ - матрицы Паули, \hat{F}_j - операторы, действующие в спиновом пространстве дейтрона. Из этих соотношений видно, что сравнение экспериментальных значений D_j с предсказаниями модели [45] позволяет установить, насколько удовлетворительно каждый из членов амплитуды описывается теорией.

В работе [133] параметры $D_{NN}, D_{SL}, D_{SS}, D_{LS}, D_{LL}$ были измерены при 496 и 647 МэВ в интервале углов рассеяния от 30° до 60° л.с. Кроме того, при 800 МэВ в области 20-50° л.с. определены параметры D_{NN} и D_{SS} . Полученные данные использовались для определения в с.ц.м. параметров D_{SL}, D_{LS} , которые интересны, в частности, тем, что при справедливости ИОВ должно выполняться равенство $D_{SL} = -D_{LS}$. Из рис.15 видно, что при обеих энергиях в пределах экспериментальных ошибок это равенство имеет место. Это еще одно подтверждение ИОВ, полученное в одной и той же работе на основе измерения разных параметров pd -рассеяния.

В статье Робара и др. [136] описаны измерения D_{NN}, D_{SS} и D_{LS} при 500 и 800 МэВ. Анализ данных проводился на основе новой теоретической модели (БЯ)развитой в [243,244] и основанной на введении в релятивизированную модель АБЯ дополнительного контактного взаимодействия, которое может быть интерпретировано как трех-

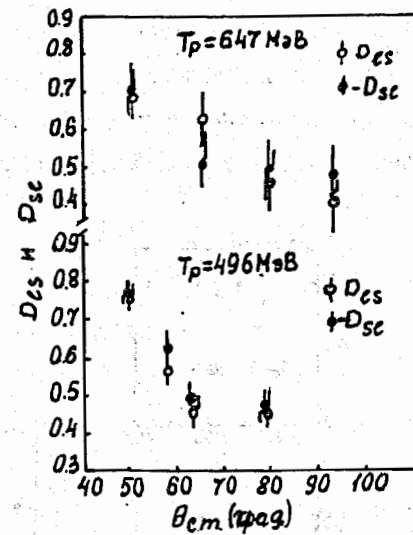


Рис.15. Параметры D_{SL} и D_{LS} в упругом pd -рассеянии как функции угла рассеяния $\theta_{c.m.}$ в с.ц.м.

нуклонные силы. В рамках этого подхода амплитуда pd -рассеяния задавалась суммой подамплитуд однократных и двукратных соударений. Вычисление однократных амплитуд было идентично АБЯ. В членах двойного рассеяния использовались релятивистское представление NN -амплитуд и релятивистский дираковский пропагатор налетающей частицы, которая трактуется как релятивистская дираковская частица со спином 1/2. Нуклон-мишень считался движущимся достаточно медленно, чтобы его можно было описывать нерелятивистской ВФД. Использовалась нерелятивистская функция Рейда с мягким кором. В членах двойного рассеяния вводились вспомогательные параметры, такие, что при $\xi = 1$ модель БЯ сводится к АБЯ.

Результаты измерений показаны на рис.16. Результаты расчетов по АБЯ не согласуются с экспериментом. При вычислениях параметры ξ определялись на основе фитирования всех доступных данных при 500 МэВ и 800 МэВ. Использование полученных таким путем параметров позволило описать полученные данные при $|t| \lesssim 0,8-1$ (ГэВ/с)².

Авторы считают, что при больших передачах заметную роль может играть однонуклонный обмен, не включенный в модель. Отмечено, что использование для построения MM -амплитуд разных фазовых наборов ведет к существенному различию параметров контактного взаимодействия.

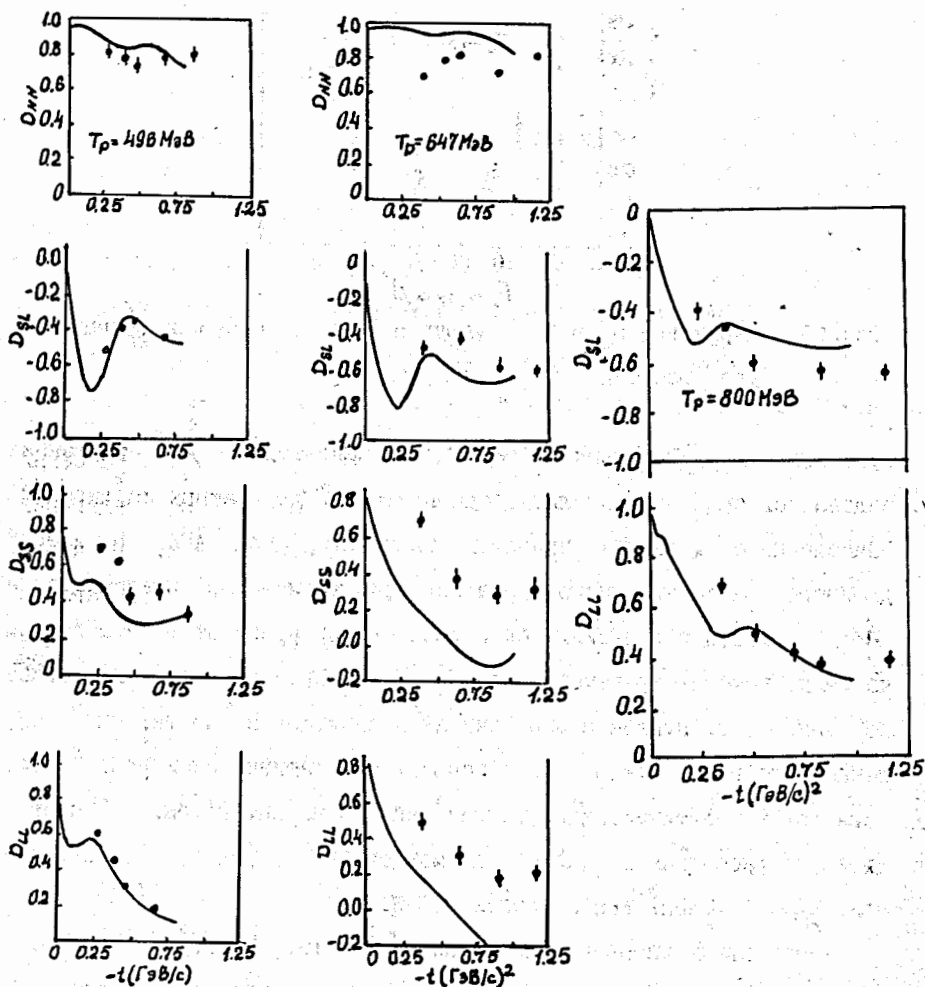


Рис.16. Параметры D_{NN} , D_{SL} , D_{SS} , D_{LL} в упругом pd -рассеянии как функции передачи $-t$. Подробное объяснение и ссылки на литературу см. на с.60,61 текста

П.3.3. Коррелированные анализирующие способности и трехспиновые опыты

Рассеяние поляризованных протонов с энергией 800 МэВ на векторно поляризованных дейтронах исследовалось в работе [142]. Поляризация пучка могла быть ориентирована по \hat{S} , \hat{N} , \hat{L} , а дейтронная мишень имела векторную поляризацию по (или против) импульсу пучка ($\pm \hat{L}$). Величина векторной поляризации мишени в зависимости от направления равнялась 0,25 и 0,33. Тензорная ее поляризация имела значение соответственно +0,08 и +0,05. Измерения проводились при $\theta_{le} < 20^\circ$. Результаты измерений поперечных компонент поляризации рассеянных протонов (с учетом прецессии в магнитных полях) были использованы для выделения коррелированных анализирующих способностей A_{ND} , A_{SL} , A_{LL} , A_{NL} и коэффициентов передачи поляризации C_{0LS} , C_{0LN} , C_{SLN} , C_{NLN} , C_{LLN} . Было показано, что анализирующие способности A_{SO} , A_{LO} , A_{LN} - запрещенные при сохранении четности, в пределах ошибок опыта, не отличаются от нуля.

Результаты эксперимента сравнивались с предсказаниями, полученными на основе модели АБЯ. Поскольку измерения проводились лишь на малых углах, вклад двойного рассеяния не превышал 5-10% и расчеты велись на основе учета лишь однократных соударений на массовой поверхности. Нуклон-нуклонные амплитуды строились по фазовым наборам анализов: Арндта и др. (решения SP82, SM86) [246] и Быстрицкого и др. [157].

В большинстве случаев измеренные величины малы и различные фазовые наборы не дают существенно различающихся предсказаний. Исключением является асимметрия A_{LL} , которая хорошо описывает-

ся старым решением $SP82$ и $ANCL$, угловая зависимость которой четко указывает на существенное расхождение со всеми решениями.

Анализируемая работа [142] входит в большой цикл исследований, целью которых является получение экспериментального материала, достаточного для восстановления амплитуд упругого pd -рассеяния на малые углы при 800 МэВ. Для нахождения 12 комплексных величин, определяющих такую амплитуду, необходимо при каждой энергии и на каждом угле иметь по крайней мере 23 независимых измерения (например, сечение неполяризованного рассеяния и 22 поляризационных параметра). В интересующей авторов области углов измерены A_{NO} [114,115], A_{ON} , $A_{ON,N}$, $A_{OS,S}$ [144], $C_{OS,S}$, $C_{OS,K}$, $C_{ON,N}$, $C_{NO,S}$, $C_{NO,K}$ [140], A_{NN} , $C_{ON,N}$, $C_{NN,N}$, $C_{NN,S}$, $C_{NN,K}$, $C_{NN,S}$, $C_{NN,K}$ [141]. Вместе с параметрами, определенными в работе [144], теперь известно 25 поляризационных параметров.

Эксперименты продолжаются, и можно ожидать, что публикации о восстановлении амплитуды упругого pd -рассеяния на малые углы при 800 МэВ появятся в недалеком будущем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Попытка собрать в одной работе и проанализировать характерные особенности nd -взаимодействий при промежуточных энергиях кажется нам очень актуальной. Однако, к большому сожалению, внезапная кончина автора помешала закончить этот интересный обзор. Поэтому в заключении подведем некоторые итоги и отметим самые актуальные проблемы nd -реакций, в том числе и те, которые не смогли быть освещены в обзоре.

1. Динамику nd -взаимодействия нельзя сводить только к спектаторному или полюсному механизму. На это указывает анализ как упругих, так и неупругих nd -реакций. Вклад неспектаторных диаграмм, перерассеяние нуклонов или их взаимодействие в конечном состоянии (ВКС) может быть не просто существенным, а иногда даже определяющим форму и дифференциальных сечений, и поляризационных характеристик.

2. ВКС должно пониматься в обобщенном смысле, т.е. когда наряду со взаимодействием двух нуклонов с небольшими относительными импульсами, вычисляемым в приближении эффективного радиуса, учитывается образование возможных барионных резонансов (Δ -изобары и др.) в промежуточном состоянии. Такие обобщенные ВКС в неупругих nd -реакциях могут имитировать, на первый взгляд, новые экзотические явления, как, например, дибарионные резонансы, кумулятивный эффект и т.д. Поэтому знание механизмов ВКС чрезвычайно важно, особенно при анализе подобных явлений.

3. Исследование nd -взаимодействий особенно интересно с точки зрения извлечения новой, нетривиальной информации о структуре дейтрона на малых внутридейтронных расстояниях. Для этой цели важно знать механизм nd -процесса и релятивистские эффекты в дейтроне. Наиболее простыми и поэтому удобными процессами для изучения релятивистской и кварковой структуры дейтрона могут быть процессы его фрагментации, в которых представляется интересным исследовать инклюзивные спектры и особенно поляризационные явления.

4. До сих пор нет теории, которая бы однозначно учитывала релятивистские эффекты в дейтроне. На это особенно указывает чувствительность поляризационных характеристик в процессах типа фрагментации $d+p \rightarrow p+X$. Поэтому представляется чрезвычайно

интересным экспериментальное исследование поляризационных явлений в dN -реакциях.

5. В некоторых кинематических областях, связанных с образованием изобар в промежуточном состоянии, эффекты могут конкурировать с особенностями проявления ненуклонных степеней свободы в дейтроне: ими могут быть NN^* , $\Delta\Delta$, $NN\pi$ и другие компоненты фоковского столбца. Поэтому важно выделить такую кинематическую область, где бы названные явления разделялись, что можно сделать, как показывают последние исследования.

Конечно, в обзоре освещены не все проблемы dN -взаимодействий при промежуточных энергиях, а только, на наш взгляд, самые главные и актуальные. Особенно хочется обратить внимание читателя на проблемы, связанные с проявлением новых физических явлений в обсуждаемых реакциях.

Г.И. Лыкасов

Литература

1. Rosa-Clot M.//Few Body System. 1986. Suppl.1. P.253-260.
2. Ericson T.E.O., Rosa-Clot M.//Ann.Nucl.Part.Sci. 1985. Vol.35. P.271-294.
3. Hulthén L., Sugavara M.//Handbuch der Physik, 1957. Vol.39. P.1-143.
4. Yamaguchi Y.//Phys.Rev. 1954. Vol.95. P.1635-1643.
5. Gartenhaus S.//Phys.Rev. 1955. Vol.100. P.900-905.
6. Moravcsik M.J.//Nucl.Phys. 1958. Vol.7. P.113-115.
7. McGee J.J.//Phys.Rev. 1966. Vol.151. P.772-774.
8. Schmidt K.H.//Preprint DESY F23-70/1, 1970.
9. Hamada T., Johnston I.D.//Nucl.Phys. 1962. Vol.34. P.382-4037.
10. Reid R.W., Jr.//Ann.Phys. 1968. Vol.50. P.411-448.
11. Lacombe M., Loiseau B., Vinh Mau R. et al.//Phys.Lett. 1981. Vol.B101. P.139-140.
12. Holinde K., Machleidt R.//Nucl.Phys. 1976. Vol.A256. P.479-496;
13. Krasnopolsky V.M., Kukulín V.I., Pomerantsev V.N., Sazonov P.B.//Phys.Lett. 1985. Vol.B165. P.7-12.
14. Sprung D.W.L.//Few Body Problems in Nuclear and Particle Physics. International Conference. Quebec, 1975. P.475-493.
15. Polarization Phenomena in Nuclear Reaction. Proc. 4th Intern. Symposium. Madison, 1976. P.XXV-XXIX.
16. Ohlsen G.G.//Rep.Prog.Phys. 1972. Vol.35. P.717-801.

17. Немец О.Ф., Ясногородский А.М. Поляризационные исследования в ядерной физике. Киев: Наукова Думка, 1980;
Немец О.Ф., Ясногородский А.М.//ЭЧАЯ, 1981. Т.12. С.424-491.
18. См. напр. Simonius M.//Polarization Nuclear Physics. Proc. Meeting Ebermanstadt. 1973. P.38-87.
19. Высоцкий Г.А., Чегорян М.А., Слабоспицкий Р.П. Препринт ХФТИ 72-9. Харьков, 1972.
20. Эдмондс А. Угловые моменты в квантовой механике. В кн.: Деформация атомных ядер. М.: ИИЛ, 1958. С.305-351.
21. Bourrely C., Leader E., Soffer J.//Phys.Rep. 1980. Vol.59. P.95-297.
22. Ransome R.D., Greene S.J., Hollas C.L. et al.//Nucl.Instr. Meth. 1982. Vol.201. P.309-313.
23. Button J., Mermod R.//Phys.Rev. 1960. Vol.118: P.1333-1344.
24. Stephenson E.J., Holt R.J., Specht J.R. et al.//Nucl.Instr. Meth. 1980. Vol.178. P.345-355.
25. Holt R.J., Specht J.R., Stephenson E.J. et al.//Phys.Rev.Lett. 1979. Vol.43. P.1229-1232.
26. Grüebler M.G., König V., Schmelzbach P.A. et al.//Nucl.Instr. Meth. 1987. Vol.A262. P.307-322.
27. Baldwin J., Chamberlain O., Segre E. et al.//Phys.Rev. 1956. Vol.103. P.1502-1511.
28. Garson M., Bonin B., Bruge G. et al.//Nucl.Phys. 1986. Vol.A458. P.287-300.
29. Arvieux J., Baker S.D., Boudard A. et al.//Nucl.Instr.Meth. 1988. Vol.A273. P.48-58.

30. Bonner B.E., McNaughton M.W., Van Dyck O.B. et al.//Few Body Problems in Physics. 10th Intern. IUPAP Conf. Karlsruhe, 1983. Vol.2. P.191-192.;
Turpin S.E., Bonner B.E., Van Dyck O.B. et al.// Ibid. P.189-190.
31. Wilkin C.//Journ. de Phys. 1985.Vol.46.C2. Suppl. n°2. P.309-317.
32. Bugg D.V., Wilkin C.//Nucl.Phys. 1987. Vol.A467. P.575-620.
33. Головин Б.М.— Труды Совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Д2-82-568, Дубна, 1982. С.149-152.
34. Головин Б.М. Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях.— Труды симпозиума, 21-23 апреля 1986 г. Л.: ЛИЯФ, 1986. С.261-265.
35. Гольдберггер М., Ватсон К.М. Теория столкновений. М.: Мир, 1967.
36. Chew G.//Phys.Rev. 1950. Vol.80. P.196-202.
37. Chew G., Wick G.//Phys.Rev. 1952. Vol.85. P.636-642.
38. Watson K.M.//Phys.Rev. 1952. Vol.88. P.1163-1171;
Мигдал А.Б.//ЖЭТФ, 1955. Т.28. С.3-9.
39. Амелин Н.С., Глаголев В.В., Лыкасов Г.И.//ЭЧАЯ, 1982. Т.13. С.130-163.
40. Ситенко А.Г.//Укр.Физ.журн. 1959. Т.4. С.152-163; ЭЧАЯ, 1973. Т.4. С.546-584.
41. Glauber R.J. Lectures in Theoretical Physics/Ed. W.E.Brittin, L.D.Dunham. Interscience Publishers. 1959. P.315-414.
42. Глаубер Р.//УФН, 1971. Т.103. С.641-673.

43. Колыбасов В.М., Маринов М.С.//УФН. 1973. Т.109. С.137-156.
44. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. М.: Энергоатомиздат, 1963.
45. Remler E.A.//Phys.Rev. 1968. Vol.176. P.2108-2112.
46. Тарасов А.В., Цэрэн У.//ЯФ. 1970. Т.12. С.978-981.
47. Pumpllin J.//Phys.Rev. 1969. Vol.173. P. 1651-1659.
48. Alberi G., Bleszynski M., Jaroszewicz T.//Ann.Phys. 1982. Vol.142. P.299-358.
49. Колыбасов В.М.//Письма в ЖЭТФ. 1987. Т.46. С.139-141; Международное совещание по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Сб. аннотаций. ОИЯИ, Д4-87-237. Дубна, 1987. С.87.
50. Chew G.F., Goldberger M.L.//Phys.Rev. 1950. Vol.77. P.470-475.
51. Kerman A.K., Kisslinger L.S.//Phys.Rev. 1969. Vol.180. P.1483-1489.
52. Sharma J., Bhasin V.S., Mitra A.N.//Nucl.Phys. 1971. Vol.B35. P.466-480.
53. Cragie N.S., Wilkin C.//Nucl.Phys. 1969. Vol.B14. P.477-524.
54. Barry G.W.//Ann.Phys. 1972. Vol.73. P.482-524; Phys.Rev. 1973. Vol.D7. P.1441-1457.
55. Everett A.//Phys.Rev. 1962. Vol.126. P.831-845.
56. McCarthy I.E., Tandy P.C.//Nucl.Phys. 1971. Vol.178. P.A1-A8.
57. L'Huillier M., Benoist-Guental P., Ballot J.L.//Phys.Rev. 1975. Vol.C12. P.948-962.
58. Wallace J.M.//Phys.Rev. 1972. Vol.C5. P.609-614.
59. Головин Б.М., Лыкасов Г.И., Розанова А.М., Тарасов А.В.//ЯФ. 1973. Т.16. С.1096-1101.

60. Головин Б.М., Кульджанов И.К., Лыкасов Г.И., Хамраев Ф.Ш.//ЯФ. 1974. Т.19. С.820-823.
61. Головин Б.М., Лыкасов Г.И., Хамраев Ф.Ш.//ЯФ. 1975. Т.22. С.312-316.
62. Копелиович В.Б., Радоманов В.Б. Препринт ОИЯИ P2-11938. Дубна, 1978.
63. См. напр. Wallace S.J. Advances in Intermedion Energy Physics with Polarized Deuterons. PCNP Kikuchi Summer School. Kyoto. 1985. P.157-175.
64. Adams D., Bleszynsky M.//Phys.Lett. 1985. Vol.150B. P.405-408.
65. Bleszynsky M., Jaroszewicz T. Antinucleon and Nucleon-Nuclei Interaction. Colloquium. Telluride. 1985. P.431-443.
66. Schmidt I.A., Blankenbecler R.//Phys.Rev. 1977. Vol.D15. P.3321-3331.
67. Chemtob M.//Nucl.Phys. 1978. Vol.A314. P.387-428.
68. Frankfurt L.L., Strikman M.I.//Nucl.Phys. 1979. Vol.B148. P.107-140; Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л.//ЭЧАЯ. 1980. Т.11. С.571-629.
69. Ажгирей Л.С., Разин С.В., Юдин Н.П. Препринт ОИЯИ P1-86-729, Дубна, 1986; Ажгирей Л.С., Игнатенко М.А., Разин С.В., Юдин Н.П. Препринт ОИЯИ P2-87-417, Дубна, 1987.
70. Карманов В.А.//ЭЧАЯ, 1988. Т.19. С.525-578.
71. Knudson L.D.//Nucl.Phys. 1972. Vol.A198. P.439-448.
72. Ohlsen G.G., Brown R.E., Correll F.D., Hardekopf R.A.//Nucl. Phys. 1981. Vol.179. P.283-294.
73. Сусленко В.К.//ЭЧАЯ, 1975. Т.6. С.173-243.

74. Головин Б.М. Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Л.: ЛИНФ, 1986, С.232-235.
75. Devlin T.J., Johnson W., Norem J. et al.//Phys.Rev. 1973. Vol.D8. P.136-155; Phys.Rev. 1974. Vol.D9. P.327.
76. Schwoller P., Pepin M., Favier B. et al.//Nucl.Phys. 1979. Vol.A316. P.317-344.
77. Bugg D.V., Salter D.C., Stafford G.H. et al.//Phys.Rev. 1966. Vol.146. P.980-992.
78. Riley K.//Phys.Rev. 1970. Vol.D1. P.2481-2482.
79. Auer I.P., Ditzler W.R.; Hill D. et al.//Phys.Rev.Lett. 1986. Vol.46. P.1177-1180.
80. Chamberlain O., Stern M.O.//Phys.Rev. 1954. Vol.94. P.666-676.
81. Bratenahl A., Moyer B.J.//Phys.Rev. 1953. Vol.92. P.538(A).
82. Teem J.M. Ph.D.Thesis, Harvard University. 1954.
Некоторые результаты этой работы приведены в [87].
83. Gupta S.S., Edgington J.A., Blair I.M. et al.//Few Body Problems in Nuclear Interaction. Proc.Intern.Conf. Los Angeles. 1972. P.457-459.
84. Esten M.J., Griffith T.C., Lush G.J., Metheringham A.J.//Nucl. Phys. 1966. Vol.86. P.289-306.
85. Postma H., Wilson R.//Phys.Rev. 1961. Vol.121. P.1229-1244.
86. Cassels J.M., Stafford G.H., Piekavance T.G.//Nature. 1951. Vol.168. P.556-557.
87. Palmieri J.N.//Nucl.Phys. 1972. Vol.A188. P.72-76.
88. Kuroda K., Michalowicz A., Poulet M.//Nucl.Phys. 1966. Vol.88. P.33-44.

89. Gugelot P.C., Kallne J., Renberg P.-U.//Phys.Scripta. 1974. Vol.10. P.252-256.
90. Igo G., Fong J.C., Verbeck S.L. et al.//Nucl.Phys. 1972. Vol.A195. P.33-56.
91. Adelberger R.E., Brown C.N.//Phys.Rev. 1972. Vol.D5. P.2139-2142.
92. Bonner B.E., Hollas C.L., Newsom C.R. et al.//Phys.Rev.Lett. 1977. Vol.39. P.1253-1256.
93. Bonner B.E., Glass G., Hollas C.L. et al.//Proc.Intern.Conf. on Few Body Systems and Nuclear Forces. Graz. 1978. Vol.1. P.195-196.
94. Schamberger R.O.//Phys.Rev. 1952. Vol.85. P.424-426.
95. Alder J.C., Dollhoff W., Lunke C. et al.//Phys.Rev. 1972. Vol.C6. P.2011-2019.
96. Dutton L.M.C., Howells R.J.W., Jafar J.D., van der Raay H.B.//Nucl.Phys. 1969. Vol.B9. P.594-604.
97. Chamberlain O., Clark D.D.//Phys.Rev. 1956. Vol.102. P.473-485.
98. Fisher Th., Hammel G., Hürster W. et al.//Proc.Intern.Conf. on Few Body Systems and Nuclear Forces. Graz. 1978. Vol.1. P.193-194.
99. Комаров В.И., Косарев Г.Е., Решетников Г.П., Савченко О.В.//ЯФ. 1972. Т.16. С.234-241.
100. Booth N.E., Dolnick C., Esterling R.J. et al.//Phys.Rev. 1971. Vol.D4. P.1261-1267.
101. Kawai H., Kabayashi M., Haba J. et al.//Nucl.Phys. 1988. Vol.A481. P.806-820.

102. Dutton L.M.C., van der Raay H.B.//Phys.Rev.Lett. 1968. Vol.21. P.1416-1418.
103. Katayama N., Sai F., Tsuboyama T. et al.//Nucl.Phys. 1985. Vol.A438. P.685-696.
104. Crewe A.V., Ledley B., Lillethun E. et al.//Phys.Rev. 1959. Vol.114. P.1361-1365.
105. Mescheriakov M.G., Bogachev N.P., Leksin G.A. et al.//CERN Symp. on High Energy Accelerators and Pion Physics. Geneva. 1956. Vol.2. P.125-128.
106. Vincent J.S., Roberts W.K., Boschitz E.T. et al.//Phys.Rev. Lett. 1970. Vol.24. P.236-239.
107. Boschitz E.T., Roberts W.K., Vincent J.S. et al.//Phys.Rev. 1972. Vol.C6. P.457-466.
108. Albrow M.G., Borghini M., Bosnjakovic B. et al.//Phys.Lett. 1971. Vol.35B. P.247-251.
109. Berthet P., Frascaria R., Combes M.P. et al.//J.Phys.G: Nucl.Phys. 1982. Vol.8. P.L111-L116.
110. Лексин Г.А.//ЖЭТФ. 1957. Т.32. С.445-452.
111. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П. и др.//ЖЭТФ. 1957. Т.33. С.1185-1195.
112. Бажков Ю.Д., Воробьев Л.С., Лексин Г.А. и др.//ЯФ. 1966. Т.3. С.283-289.
113. Биргер Н.Г., Борисов В.С., Бышева Г.К. и др.//ЯФ. 1967. Т.6. С.344-348.
114. Bayukov Yu.D., Bayukov N.D.//Phys.Lett. 1967. Vol.24B. P.598-600.

115. Bonner B.E., Simmons J.E., Evans M.L. et al.//Phys.Rev. 1978. Vol.C17. P.671-675.
116. Irom F., Igo G.J., McClelland J.B. et al.//Phys.Rev. 1983. Vol.C28. P.2380-2385.
117. Winkelmann E., Bevington P.R., McNaughton M.W. et al.//Phys. Rev. 1980. Vol.C21. P.2535-2541.
118. Dutton L.M.C., Howells R.J.W., Jafar J.D., van der Raay H.B.// Phys.Lett. 1967. Vol.B25. P.245-248.
119. Bennet G.W., Friedes J.L., Palevsky H. et al.//Phys.Rev.Lett. 1967. Vol.19. P.387-390.
120. Chernev Ch.M., Markov P.K.//Compt.Rend.Acad.Bulg.Sci. 1966. Vol.19. P.875-876; Ibid. 1967. Vol.20. P.417-419.
121. Coleman E., Heinz R.M., Overseth O.E., Pellet D.E.//Phys.Rev. 1967. Vol.164. P.1655-1666; Phys.Rev.Lett. 1966. Vol.16. P.761-763.
122. Friedes J.L., Emerson S.T., Palevski H. et al.//Phys.Rev. Lett. 1970. Vol.24. P.677-680.
123. Dubal L., Hargrove C.K., Hincke E.P. et al.//Phys.Rev. 1974. Vol.D9. P.597-603.
124. Золин Л.С., Кириллова Л.Ф., Лю Цин-Цян и др.//Письма в ЖЭТФ. 1966. Т.3. С.15-21.
125. Bonaigs J., Berger J., Dulfo J. et al.//Nucl.Phys. 1970. Vol.B23. P.596-604.
126. Далхажаяев Н., Девински П.А., Заячки В.И. и др.//ЯФ. 1968. Т.8. С.342-347.
127. Величко Г.Н., Воробьев А.А., Гребенюк О.Г. и др.//ЯФ. 1988. Т.47. С.1185-1192.

128. Poulet M., Michalowicz A., Kuroda K., Cronenberger D.//Nucl. Phys. 1967. Vol.A99. P.442-456.
129. Poulet M., Michalowicz A., Leguen Y. et al.//J.de Phys. 1965. Vol.26. P.399-402.
130. Hoffman R.A., Lefrançois J., Thorndike E.H.//Phys.Rev. 1963. Vol.131. P.1671-1679.
131. Arvieux J., Baker S.D., Beurtey R. et al.//Nucl.Phys. 1984. Vol.A431. P.613-636.
132. Marshall J., Marshall L., Nagle D., Skolnik W.//Phys.Rev. 1954. Vol.95. P.1020-1025.
133. Anderson A.N., Cameron J.M., Hutcheon D.A. et al.//Phys.Rev. Lett. 1978. Vol.24. P.1553-1555; Proc.Intern.Conf. on Few Body Systems and Nuclear Forces. Graz. 1978. Vol.1. P.256-258.
134. Marcowitz S.//Phys.Rev. 1960. Vol.120. P.891-900.
135. Sun Tsu-hsun, Bonner B.E., McNaughton M.W. et al.//Phys.Rev. 1985. Vol.31. P.515-525.
136. Rohbor A., Aas B., Bleszynski E. et al.//Phys.Lett. 1987. Vol.B194. P.338-342.
137. Авдейчиков В.В., Богданов А.И., Будилов В.А. и др. Препринт ОИЯИ P1-88-796, Дубна, 1988.
138. Haji-Saied M., Bleszynski E., Bleszynski M. et al.//Phys.Rev. 1987. Vol.C36. P.2010-2017.
139. Муртазаев Х., Надеждин В.С., Сатаров В.И.//Письма в ЖЭТФ. 1978. Т.27. С.336-337.
140. Biegert E., Carroll J., Dragoset W., Jr., et al.//Phys.Rev. Lett. 1978. Vol.41. P.1098-1101.

141. Poulet M., Michalowicz A., Kuroda K. et al.//Phys.Lett. 1966. Vol.22. P.636-637.
142. Weston G.S. Los Alamos National Laboratory Report, LA-10174-T (1984).
143. Igo G., Mosaik A., Aas B. et al.//Phys.Rev. 1988. Vol.C38. P.2777-2787.
144. Adams D.L., Aas B., Bleszynski E. et al.//Nucl.Phys. 1988. Vol.A480. P.530-546.
145. Igo G.J., Bleszynski M., Carroll J.B. et al.//Phys.Rev.Lett. 1979. Vol.43. P.425-429.
146. Bleszynski M., Carroll J.B., Haji-Saeid M. et al.//Phys.Lett. 1981. Vol.106B. P.42-46.
147. Bleszynski M., Carroll J., Haji-Saeid M. et al.//Phys.Lett. 1979. Vol.87B. P.198-202.
148. Bunce G., Overseth O.E., Walker J. et al.//Phys.Rev.Lett. 1972. Vol.28. P.120-123.
149. Brown C.N., Thorndike E.H.//Phys.Rev. 1969. Vol.177. P.2067-2074.
150. Джелепов В.П., Головин Б.М., Сатаров В.И.//Докл. АН СССР. 1952. Т.99. С.943-946.
151. Kuckes A.F., Wilson R., Cooper P.F., Jr.//Ann.Phys. 1961. Vol.15. P.193-222.
152. Головин Б.М., Джелепов В.П.//ЖЭТФ. 1956. Т.31. С.194-201.
153. Aladashvili B.S., Glagolev V.V., Lebedev R.M. et al.//Preprint JINR, E1-7304, Dubna, 1973.
154. Aladashvili B.S., Badelek B., Glagolev V.V. et al.//Preprint JINR, E1-8495, Dubna, 1974.

155. Marshak M.L., Peterson E.A., Ruddick K. et al.//Phys.Rev. 1978. Vol.C18. P.331-336.
156. Allaby J.W., Diddens A.N., Glauber R.J. et al.//Phys.Lett. 1969. Vol.30B. P.549-554.
157. Bystricky J., Deregel J., Lehar F. et al.//Nucl.Phys. 1985. Vol.A444. P.597-610.
158. Tinlot J.N., Warner R.E.//Phys.Rev. 1961. Vol.124. P.890-896.
159. Wright S.C., Shawhan D., Pondrom L. et al.//Phys.Rev. 1968. Vol.175. P.1704-1707.
160. Джелепов В.П., Головин Б.М., Надеждин В.С., Сатаров В.И.-12-я Международная конференция по физике высоких энергий. Дубна, 1964. М.: Атомиздат, 1966. Т.I. С.II.
161. Cheng D., McDonald B., Helland J.A., Ogden P.M.//Phys.Rev. 1967. Vol.163. P.1470-1478.
162. Lefrançois J., Hoffman R.A., Thorndike E.H., Wilson R.//Phys. Rev. 1963. Vol.131. P.1660-1670.
163. Казаринов Ю.М., Киселев В.С., Сатаров В.И.-12-я Международная конференция по физике высоких энергий. Дубна, 1964. М.: Атомиздат, 1966. Т.1. С.12-13.
164. Warner R.E., Tinlot J.N.//Phys.Rev. 1962. Vol.125. P.1028-1033.
165. Zulkarneev R., Murtazaev Kh., Khachaturov V.//Phys.Lett. 1976. Vol.B61. P.164-166;
Зулькарнеев Р.Я., Муртазаев Х., Хамраев Ф.//Докл. АН Тадж.ССР. 1979. Т.22. С.40-43.
166. Stairs D.G., Wilson R., Cooper P.F., Jr.//Phys.Rev. 1963. Vol.129. P.1672-1679.

167. Kuroda K., Michalowicz A., Poulet M.//Nucl.Phys. 1966. Vol.88. P.45-55.
168. Wesick J.S., Roos P.G., Chant N.S.//Phys.Rev. 1974. Vol.C32. P.1474-1487.
169. McGill J.A., Hoffmann G.W., Barlett M.L. et al.//Phys.Rev. 1984. Vol.C29. P.204-208.
170. Андроненко М.Н. Препринт ЛИЯФ № 698. Л., 1981.
171. Brody H., Francel S., Frati W. et al.//Phys.Rev. 1981. Vol.C24. P.2157-2161.
172. Sakuda M., Isagawa S., Ishimoto S. et al.//Phys.Rev. 1982. Vol.D25. P.2004-2007.
173. Reay N.W., Thorndike E.H., Spalding D., Thomas A.R.//Phys.Rev. 1966. Vol.150. P.801-806.
174. Джелепов В.П., Казаринов Ю.М., Флягин В.Б.//Докл. АН СССР. 1955. Т.100. С.655-658.
175. Measday D.F.//Phys.Lett. 1966. Vol.21. P.66-68; Nucl.Instr. Meth. 1966. Vol.40. P.213-220.
176. Киселев В.С. Экспериментальное исследование $n\bar{p}$ -столкновений при энергии 630 МэВ и феноменологический анализ упругого $n\bar{p}$ -рассеяния. Кандидатская диссертация. Дубна, 1971.
177. Cladis J.B., Hess W.N., Moyer B.J.//Phys.Rev. 1952. Vol.86. P.110-117.
178. Bjork C.W., Riley P.J., Bonner B.E. et al.//Phys.Lett. 1976. Vol.B63. P.31-34.
179. Larsen P.R.//Nuovo Cimento. 1960. Vol.18. P.1039-1042.
180. Bonner B.E. et al.//Phys.Rev. 1978. Vol.C17. P.664-670.

181. Riley P.J., Hollas C.L., Newsom C.R. et al.//Phys.Lett. 1981. Vol.B103. P.313-316.
182. Cromer A.H., Palmieri J.N.//Nucl.Phys. 1977. Vol.A188. P.77-82.
183. Aladashvili B.S., Badelek B., Glagolev V.V. et al. Preprint JINR, E1-8092, Dubna, 1974.
184. Aladashvili B.S., Dadelek B., Glagolev V.V. et al.//Nucl.Phys. 1975. Vol.B86. P.461-468.
185. Aladashvili B.S., Germond J.F., Glagolev V.V. et al.//J.Phys. G: Nucl.Phys. 1977. Vol.3. P.1225-1240.
186. Spalding D., Thomas A.R., Reay N.W., Thorndike E.H.//Phys.Rev. 1966. Vol.150. P.806-810.
187. Thomas A.R., Spalding D., Thorndike E.H.//Phys.Rev. 1968. Vol.167. P.1240-1249.
188. Spalding D., Thomas A.R., Thorndike E.H.//Phys.Rev. 1967. Vol.158. P.1338-1342.
189. Sakai H., Carey T.A., McClelland J.B. et al.//Phys.Rev. 1987. Vol.C35. P.344-347.
190. Chalmers J.S., Ditzler W.R., Shima T. et al.//Phys.Lett. 1985. Vol.B153. P.235-239.
191. Amsler C., Brown R.C., Bugg D.V. et al.//Nucl.Instr.Meth. 1977. Vol.144. P.401-405.
192. Pugh H.G., Roos P.G., Cowley A.A. et al.//Phys.Lett. 1973. Vol.B46. P.192-194.
193. Cheng V.K.C., Roos P.G.//Nucl.Phys. 1974. Vol.A225. P.397-424.
194. Pan P.J., Crawford J.E.//Nucl.Phys. 1976. Vol.A150. P.216-224.

195. McNaughton M.W., Griffiths R.J., Blair I.M. et al.//Nucl.Phys. 1975. Vol.A239. P.29-44.
196. Ahmad M., Watson J.W., Devins D.W. et al.//Nucl.Phys. 1984. Vol.A424. P.92-120.
197. Morlet M., Frascaria R., Geoffrion B. et al.//Nucl.Phys. 1969. Vol.A129. P.177-193.
198. Morlet M., Frascaria R., Marty N., Wills A.//Nucl.Phys. 1972. Vol.A191. P.385-398.
199. Diedeler J.P., Goldman I.D., Hourony E. et al.//Phys.Rev. 1974. Vol.C10. P.529-542.
200. Yuasa T., Nakamura-Yokota H., Fujiwara N.//Suppl.Progr.Theor. Phys. 1977. No.61. P.161-179.
201. Fujiwara N., Hourony E., Nakamura-Yokota H. et al.//Phys.Rev. 1977. Vol.C15. P.4-9.
202. Kuroda K., Takeuchi F., Yuasa T.//Proc.Intern.Conf. on Nuclear Structure. Tokyo. 1967. P.76-79.
203. James A.N., McDonald W.J., Cameron J.M. et al.//Nucl.Phys. 1979. Vol.A324. P.253-265.
204. Sai F., Katayama N., Tsuboyama T., Yamamoto S.S.//Phys.Rev. Lett. 1985. Vol.55. P.2668-2671.
205. Perdrisat C.F., Punjabi V., Epstein M.B. et al.//Phys.Lett. 1985. Vol.B156. P.38-41.
206. Punjabi V., Perdrisat C.F., Van Oers W.T.H. et al.//Phys. Lett. 1986. Vol.B179. P.207-211.
207. Furic M., Fletcher C.R., Gabitzsch N.D. et al.//Phys.Lett. 1973. Vol.B47. P.241-243.

208. Witten T.R., Furic M., Mutchler G.S. et al.//Nucl.Phys. 1975. Vol.A254. P.269-280.
209. Perdrisat C.F., Swenson L.W., Gugelot P.C. et al.//Phys.Rev. 1969. Vol.187. P.1201-1209.
210. Головин Б.М., Королев В.М., Хамраев Ф.Ш.//ЯФ. 1976. Т.24. С.1170-1176.
211. Krebs G.F., Cox C., Daniels J.M. et al.//Nucl.Phys. 1983. Vol.A395. P.364-382.
212. Felder R.D., Witten T.R., Williams T.M.//Nucl.Phys. 1976. Vol.A264. P.397-408.
213. Simpson W.D., Friedes J.L., Palevsky H. et al.//Nucl.Phys. 1970. Vol.A140. P.201-213.
214. Андреев В.П., Добрын В.В., Кравцов А.В. и др. Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях.— Труды симпозиума, 1984.Л.: Изд. ЛИЯФ, 1984. С.219-230.
215. Белостоцкий С.Л. Ibid.Труды симпозиума, 1986. Л.: Изд. ЛИЯФ, 1986. С.266-274.
216. Алешин Н.П., Белостоцкий С.Л., Волков С.С. и др. Препринт ЛИЯФ № 1259, 1987.
217. Aladashvili B.S. et al.//J.Phys.G: Nucl.Phys. 1975. Vol.1. P.919-921.
218. Глаголев В.В., Журавлева Л.И., Радоманов В.Б. и др. Препринт ОИЯИ P1-12907, Дубна, 1979.
219. Marshall J.A., Barlett M.L., Ferguson R.W. et al.//Phys.Rev. 1986. Vol.C34. P.1433-1438.

220. Barlett M.L., Hoffmann G.W., McGill J.A. et al.//Phys.Rev. 1983. Vol.C27. P.682-696.
221. Barlett M.L., Hoffmann G.W., McGill J.A. et al.//Phys.Rev. 1985. Vol.C32. P.239-247.
222. Perdrisat C.F., Punjabi V., Lyndon C. et al.//Phys.Rev.Lett. 1987. Vol.59. P.2840-2843.
223. Белостоцкий С.Л., Волков С.С., Вольнин Е.Н. и др. Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Труды симпозиума, 1984. Л.: Изд. ЛИЯФ, 1984. С.243-247.
224. Глаголев В.В., Лебедев Р.М., Лыкасов Г.И. и др. Препринт ОИЯИ, P1-88-601. Дубна. 1988.
225. Bystricky J., Lehar F., Janout Z. Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay Report. No. CEA-N-1547(E). 1972.
226. Glauber R.J.//Phys.Rev. 1955. Vol.100. P.242-248.
227. Franco F., Glauber R.J.//Phys.Rev. 1966. Vol.142. P.1195-1214.
228. Bialkowski G.//Acta Physica Polonica. 1970. Vol.B1. P.77-80.
229. Лapidус Л.И., Рындин Р.М.—Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Труды симпозиума, 1984 г. Изд. ЛИЯФ. Л., 1984.
230. Sorensen C.//Phys.Rev. 1979. Vol.219. P.1444-1450.
231. Alberi G., Bleszynski M., Jaroszewicz T., Santos S.//Phys.Rev. 1979. Vol.D20. P.2437-2440.
232. Chew G.F.//Phys.Rev. 1951. Vol.84. P.1057-1058.
233. Kerman A.K., McManus H., Thaler R.M.//Ann.Phys. 1959. Vol.8. P.551-635.
234. Bethe H.//Ann.Phys. 1958. Vol.3. P.190-240.

235. Benoit P., Gomez-Gimeno F.//Phys.Lett. 1965. Vol.13. P.68-69.
236. Kottler H., Kowalski K.L.//Phys.Rev. 1965. Vol.138. P.619-626.
237. Головин Б.М. Об упругом рассеянии нейтронов дейтронами. Отчет ИЯП АН СССР, 1954.
238. Riham T.H., Sharaf M.A.//Phys.Rev. 1973. Vol.C6. P.2204-2208.
239. Alberi G., Bertocchi L., Gregorio M.A.//Nuovo Cimento. 1972. Vol.A10. P.37-47.
240. Alberi G., Bleszynski M., Jaroszewicz T.//Ann.Phys. 1982. Vol.142. P.299-358.
241. Remler E.A., Miller B.A.//Ann.Phys. 1974. Vol.82. P.189-247.
242. Harrington D.R.//Phys.Lett. 1969. Vol.29B. P.188-190.
243. Bleszynski M.//Phys.Lett. 1980. Vol.92B. P.91-94;
Bleszynski E., Bleszynski M., Whitten C.A., Jr.//Phys.Rev. 1982. Vol.C26. P.2063-2072.
244. Bleszynski M., Bleszynski E., Jaroszewicz T. APS Conf. Proc. Vol.150. 2. Conf. on Particle and Nuclear Physics: Lake Loise (Canada). 1986. (AIP, N.Y., 1986). P.1208-1213; Lecture Notes in Physics. 1986. Vol.260. P.482-485.
245. McNeil J.A., Shepard J.R., Wallace S.J.//Phys.Rev.Lett. 1983. Vol.50. P.1439-1442.
246. Arndt R.A., Roper L.D., Brayán R.A. et al.//Phys.Rev. 1983. Vol.D28. P.97-122.

Перечень лекций, вышедших с 1974 г. в ОИЯИ

Фаустов Р.Н. Связанная система частиц в квантовой электродинамике.
Вып. 1. ОИЯИ, Дубна, 1974.

Синаев А.Н. Современные аппаратурные системы модульной структуры, используемые при создании измерительно-вычислительных комплексов (КАМАК, ВЕКТОР).
Вып. 2. ОИЯИ, 8507, Дубна, 1975.

Волков Д.В. Кварки как следствие дуальности.
Вып. 3. ОИЯИ, P2-8765, Дубна, 1975.

Пальчик М.Я., Фрадкин Е.С. Введение в теорию конформно-инвариантных квантовых полей.
Вып. 4. ОИЯИ, 2-8874, Дубна, 1975.

Замори З. Микропроцессоры.
Вып. 5. ОИЯИ, P10-8852, Дубна, 1975.

Биленький С.М. Вопросы физики нейтрино высоких энергий.
Вып. 6. ОИЯИ, 2-9026, Дубна, 1975.

Малкин И.А., Манько В.И. Инварианты, когерентные состояния и динамические симметрии квантовых систем.
Вып. 7. ОИЯИ, P2-9228, Дубна, 1975.

Волков М.К., Первушин В.Н. Квантовая теория поля с киральным лагранжианом и физика мезонов низких энергий.
Вып. 8. ОИЯИ, P2-9390, Дубна, 1976.

Басиладзе С.Г. Интегральные схемы с эмиттерной связью и их применение в наносекундной ядерной электронике.
Вып. 9. ОИЯИ, 13-9744, Дубна, 1976.

Аникин С.А. и др. Перенормированные составные поля в квантовой теории поля.
Вып. 10. ОИЯИ, P2-10528, Дубна, 1977.

Шляпников П.В. Множественные процессы и инклюзивные реакции.
Вып. 11. ОИЯИ, P2-10681, Дубна, 1977.

Капусцик Э. Галилеева инвариантность в теории поля.
Вып. 12. ОИЯИ, P2-10677, Дубна, 1977.

Бутцев В.С. Явление возбуждения высокоспиновых ядерных состояний и механизм поглощения отрицательных π -мезонов.
Вып. 13. ОИЯИ, P15-10847, Дубна, 1977.

Валуев Б.Н. Применение алгебры Клиффорда к решению задачи Изинга — Онсагера.
Вып. 14. ОИЯИ, P17-11020, Дубна, 1977.

Капусцик Э. Нестандартные алгебры квантово-механических наблюдаемых.
Вып. 15. ОИЯИ, Р4-11497, Дубна, 1978.

Блохинцев Д.И. Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам.
Вып. 16. ОИЯИ, Р2-11728, Дубна, 1978.

Ширикова Н.Ю. Начинаям работать на ЭВМ CDC-6500.
Вып. 17. ОИЯИ, Р11-11739, Дубна, 1978.

Барбашов Б.М., Нестеренко В.В. Непрерывные симметрии в теории поля.
Вып. 18. ОИЯИ, Р2-12029, Дубна, 1978.

Некоторые проблемы физики высоких энергий (сборник).
Вып. 19. ОИЯИ, Р2-12080, Дубна, 1978.

Басиладзе С.Г. Электронная регистрирующая аппаратура физического эксперимента.
Вып. 20. ОИЯИ, Р13-12151, Дубна, 1979.

Ефремов А.В., Радюшкин А.В. Партоны, жесткие процессы и квантовая хро-
модинамика.
Вып. 21. ОИЯИ, Р2-12763, Дубна, 1979.

Говорков А.Б. Введение в теорию кварков.
Вып. 22. ОИЯИ, Р2-12803, Дубна, 1979.

Говорков А.Б. Цветные кварки и глюоны.
Вып. 23. ОИЯИ, Р2-80-6, Дубна, 1980.

Исаев П.С. Глубоконеупругое рассеяние лептонов на нуклонах. Партоновая модель
нуклона.
Вып. 24. ОИЯИ, Р2-80-325, Дубна, 1980.

Казаков Д.И., Ширков Д.В. Суммирование асимптотических рядов в квантовой теории
поля.
Вып. 25. ОИЯИ, Р2-80-462, Дубна, 1980.

Ососков Г.А. Применение методов распознавания образов в физике высоких энергий.
Вып. 26. ОИЯИ, Р10-83-187, Дубна, 1983.

Малышев В.А. Элементарное введение в математическую физику бесконечно-
частичных систем.
Вып. 27. ОИЯИ, Р17-83-363, Дубна, 1983.

Савушкин Л.Н., Фоменко В.Н. Введение в мезонную теорию ядерных взаимодействий
и ядерных систем.
Вып. 28. ОИЯИ, Р4-83-369, Дубна, 1983.

Биленький С.М. Осцилляции нейтрино.
Вып. 29. ОИЯИ, Р2-83-441, Дубна, 1983.

Бужек В. Введение в метод стохастического квантования.
Вып. 30. ОИЯИ, Р2-84-419, Дубна, 1984.

- Шумовский А.С., Юкалов В.И. Фазовые состояния и переходы.
Вып. 31. ОИЯИ, Р17-85-676, Дубна, 1985.
- Владимиров А.А. Введение в квантовые интегрируемые системы. Метод R -матрицы.
Вып. 32. ОИЯИ, Р17-85-742, Дубна, 1985.
- Осипов В.А., Федянин В.К. Полиацетилен и двумерные модели квантовой теории поля.
Вып. 33. ОИЯИ, Р17-85-809, Дубна, 1985.
- Шуян Ш. Стохастичность в динамических системах.
Вып. 34. ОИЯИ, Р17-86-211, Дубна, 1986.
- Ефремов А.В. Введение в квантовую хромодинамику.
Вып. 35. ОИЯИ, Р2-86-212, Дубна, 1986.
- Нестеренко В.В., Червяков А.М. Сингулярные лагранжианы. Классическая динамика и квантование.
Вып. 36. ОИЯИ, Р2-86-323, Дубна, 1986.
- Пепельшев Ю.Н. Регистрация нейтронов (современное состояние и перспективы развития).
Вып. 37. ОИЯИ, Р13-86-719, Дубна, 1986.
- Боголюбов Н.Н. (мл.), Шумовский А.С. Светонизлучение.
Вып. 38. ОИЯИ, Р17-87-176, Дубна, 1987.
- Пушкарров Д.И. Дефектоны в кристаллах. (Метод квазичастиц в квантовой теории дефектов).
Вып. 39. ОИЯИ, Р17-87-177, Дубна, 1987.
- Никитюк Н.М. От современной алгебры к специализированным процессорам.
Вып. 40. ОИЯИ, Р10-87-401, Дубна, 1987.
- Дубничкова А.З. Непрерывные группы для физиков.
Вып. 41. ОИЯИ, Р2-87-197, Дубна, 1987.
- Никитюк Н.М. Электронные методы экспериментальной физики высоких энергий.
Вып. 42. ОИЯИ, Р1-87-909, Дубна, 1987.
- Балдин А.М., Диденко Л.А. Асимптотические свойства адронной материи в пространстве четырехмерных относительных скоростей.
Вып. 43. ОИЯИ, Р1-87-912, Дубна, 1987.
- Машкевич В.С. Индетерминистская квантовая динамика.
Вып. 44. ОИЯИ, Р2-88-150, Дубна, 1988.
- Филиппов А.Т. Введение в теорию суперструн.
Вып. 45. ОИЯИ, Р2-88-188, Дубна, 1988.
- Бардин Д.Ю. Прецизионные проверки стандартной теории.
Вып. 46. ОИЯИ, Р2-88-189, Дубна, 1988.

- Смирнов В.А., Четыркин К.Г. R^* -операция: техника ренормгрупповых вычислений и другие приложения.
Вып. 47. ОИЯИ, P2-88-190, Дубна, 1988.
- Добролюбов М.И., Игнатьев А.Ю., Шапошников М.Е. Элементарные частицы и космология.
Вып. 48. ОИЯИ, P2-88-654, Дубна, 1988.
- Ambjørn J. Non-Perturbative Field Theory / Field Theory on a Lattice.
Вып. 49. ОИЯИ, E2-88-655, Дубна, 1988.
- Горбатов А.М. Гиперсферический базис в квантовой теории многих тел.
Вып. 50. ОИЯИ, P6-88-656, Дубна, 1988.
- Бельков А.А., Первушин В.Н., Эберт Д. Низкоэнергетические предсказания современных киральных лагранжианов, основанных на динамике кварков.
Вып. 51. ОИЯИ, P2-88-657, Дубна, 1988.
- Лев Ф.М. Некоторые вопросы релятивистской квантовой механики систем с заданным числом степеней свободы.
Вып. 52. ОИЯИ, P4-88-829, Дубна, 1988.
- Карамян С.А. Новые возможности определения времени жизни возбужденных ядер в реакциях с тяжелыми ионами.
Вып. 53. ОИЯИ, P7-89-50, Дубна, 1989.
- Шабанов С.В. Структура фазового пространства в калибровочных теориях.
Вып. 54. ОИЯИ, P2-89-533, Дубна, 1989.
- Маханьков В.Г., Рыбаков Ю.П., Санюк В.И. Модель Скирма и солитоны в физике адронов.
Вып. 55. ОИЯИ, P4-89-568, Дубна, 1989.
- Kazakov D.I. Beyond the Standard Model.
Вып. 56. ОИЯИ, E2-89-711, Дубна, 1989.
- Плакида Н.М. Высокотемпературные сверхпроводники.
Вып. 57. ОИЯИ, P17-90-191, Дубна, 1990.
- Первушин В.Н. Атомы и адроны в калибровочных теориях.
Вып. 58. ОИЯИ, P2-90-211, Дубна, 1990.
- Гриб А.А. Нарушение неравенств Белла и проблема измерения в квантовой теории.
Вып. 59. ОИЯИ, P2-92-211, Дубна, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 ноября 1993 года.