

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ  
ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ БЕЗМЕЗОННЫХ  ${}^4\text{He}$ -РЕАКЦИЙ

© 1996 г. Г. Браун<sup>1)</sup>, Ю. Главачова<sup>2)</sup>, В. В. Глаголев, А. Дирнер<sup>3)</sup>, Ж.-П. Жербер<sup>1)</sup>,  
П. Жюйо<sup>1)</sup>, А. К. Качарава<sup>4)</sup>, Р. М. Лебедев, Г. Мартинска<sup>3)</sup>, А. Мишалон<sup>1)</sup>, М. С. Ниорадзе<sup>4)</sup>,  
Г. Д. Пестова, Т. Собчак<sup>5)</sup>, Й. Стэпаняк<sup>5)</sup>, Й. Урбан<sup>3)</sup>, К. У. Хайретдинов<sup>6)</sup>

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 17.08.95 г.;  
после доработки 09.01.96 г.

Обсуждаются неупругие механизмы безмезонных реакций фрагментации ядра  ${}^4\text{He}$ . Рассмотрены пространственные корреляции вторичных частиц и наклоны дифференциальных сечений  $d\sigma/dt$ . Показана существенная роль взаимодействия в конечном состоянии с образованием дейтронов и фрагментов ядра  ${}^4\text{He}$  вследствие коалесценции. Наблюдается сильный рост отношения выхода протонов и нейтронов при углах  $\theta$ , близких к  $180^\circ$ , для реакции  ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ , что подтверждает предположение о влиянии промежуточной  $\Delta$ -изобары.

1. ВВЕДЕНИЕ

Ядро-ядерные и адрон-ядерные взаимодействия при релятивистских энергиях являются источником информации о новых физических явлениях, например, таких, как короткодействующие корреляции, коллективные взаимодействия нуклонов, мультикварковые состояния в ядрах. Изучение этих, принципиально новых с точки зрения классической ядерной физики, явлений возможно лишь при очень хорошем понимании механизмов ядерных реакций, что особенно существенно при промежуточных энергиях (до 5 ГэВ на нуклон).

Исследование механизмов адрон-ядерных процессов удобно проводить во взаимодействиях легчайших ядер с протонами, связанных как с малым числом нуклонов, участвующих в реакциях, так и с возможностью достаточно надежно выявлять на фоне "традиционных" механизмов механизмы, требующие учета ненуклонных степеней свободы (пионов,  $\Delta$ -резонансов, кварковых эффектов). В этой области энергий для взаимодействий с легкими ядрами имеется множество экспериментальных данных и опубликован ряд модельных расчетов [1].

До настоящего времени в рамках единой методики экспериментально не были исследованы такие механизмы резонансного характера, как

различные типы взаимодействия в конечном состоянии (ВКС), например коалесценция и образование промежуточной  $\Delta$ -изобары [2–5], требующие привлечения для объяснения более сложных диаграмм, чем в случае полюсного механизма.

В работе [6] изучался выход частиц под углом  $30^\circ$  в протон-ядерных соударениях. Для объяснения экспериментальных данных была выдвинута гипотеза, что дейтроны и ядра трития возникают в процессе взаимодействия из нуклонов отдачи. Протон высокой энергии в соударении с ядром создает каскад вторичных нуклонов, из которых протоны и нейтроны с малыми относительными импульсами могут образовать дейтрон [5]. Механизм образования легких фрагментов из нуклонов в результате их ВКС, известный в литературе как слипание или коалесценция, успешно применяется к ядерным столкновениям. В работе [4] показано, что ВКС в адрон-ядерных столкновениях особенно сильно проявляется при малых относительных импульсах вторичных частиц и обуславливается резонансным поведением волновой функции двух нуклонов при малой кинетической энергии их относительного движения.

Систематические исследования реакций с легкими ядрами в  $4\pi$ -геометрии выявили существенную роль корреляционных эффектов, связанных с ВКС во взаимодействиях  $dp$  [7, 8],  ${}^3\text{He}$  [8, 9] и  ${}^4\text{He}$  [10–12]. Кроме того, в работах [2, 3] наблюдаются нерегулярности в поведении дифференциальных сечений нуклонов для больших углов вылета в реакциях без образования пионов. Приведены аргументы в пользу роли промежуточных неупругих процессов, таких, как  $\Delta N \rightarrow NN$  или  $\pi NN \rightarrow NN$ .

<sup>1)</sup> Центр ядерных исследований, Страсбург, Франция.  
<sup>2)</sup> Технический университет, Кошице, Республика Словакия.  
<sup>3)</sup> Университет им. П.Й. Шафарика, Кошице, Республика Словакия.  
<sup>4)</sup> Институт физики высоких энергий Тбилисского государственного университета, Грузия.  
<sup>5)</sup> Институт ядерных исследований, Варшава, Польша.  
<sup>6)</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва.

**Таблица 1.** Поперечные сечения безмезонных каналов реакций  ${}^4\text{He}p$  при двух значениях импульса

Реакция	$\sigma$ , мбн	
	8.6 ГэВ/с	13.6 ГэВ/с
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$ (1)	$12.60 \pm 0.22$	$7.62 \pm 0.19$
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$ (2)	$12.28 \pm 0.22$	$7.46 \pm 0.18$
${}^4\text{He}p \rightarrow ddp$ (3)	$1.53 \pm 0.08$	$0.86 \pm 0.06$
${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$ (4)	$9.91 \pm 0.19$	$4.37 \pm 0.14$
${}^4\text{He}p \rightarrow pppX$ (5)	$11.39 \pm 0.21$	$8.76 \pm 0.20$

**Таблица 2.** Поперечные сечения безмезонных подканалов реакций  ${}^4\text{He}p$  при двух значениях импульса

Реакция	$\sigma$ , мбн	
	8.6 ГэВ/с	13.6 ГэВ/с
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}_s pn$ (DC) (1a)	$8.17 \pm 0.18$	$5.51 \pm 0.16$
${}^4\text{He}p \rightarrow n_s {}^3\text{He}p$ (DC) (1б)	$1.42 \pm 0.07$	$0.99 \pm 0.07$
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}_s pn$ (CE) (1в)	$2.63 \pm 0.10$	$0.97 \pm 0.07$
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}_s pp$ (2a)	$10.65 \pm 0.20$	$6.28 \pm 0.17$
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}_{ns} p$ (2б)	$1.63 \pm 0.08$	$1.18 \pm 0.07$
${}^4\text{He}p \rightarrow d_s dp$ (3)	$1.50 \pm 0.08$	$0.86 \pm 0.06$
${}^4\text{He}p \rightarrow d_s pppn$ (DC) (4a)	$4.35 \pm 0.13$	$2.18 \pm 0.10$
${}^4\text{He}p \rightarrow d_{ns} pppn$ (DC) (4б)	$3.25 \pm 0.11$	$1.50 \pm 0.08$
${}^4\text{He}p \rightarrow d_s pppn$ (CE) (4в)	$1.21 \pm 0.07$	$0.48 \pm 0.05$
${}^4\text{He}p \rightarrow d_{ns} pppn$ (CE) (4г)	$0.72 \pm 0.05$	$0.19 \pm 0.03$

Наиболее детально изучался самый простой случай  $dp$ -взаимодействий [7, 8], в которых, если ограничиться только безмезонными процессами, имеются всего две реакции:  $dp \rightarrow dp$  и  $dp \rightarrow ppp$ . Анализ затруднителен в случае большего числа конкурирующих каналов. В  ${}^3\text{He}p$ -взаимодействии [8, 9] имеется три канала:  ${}^3\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}p$ ,  ${}^3\text{He}p \rightarrow dpp$  и  ${}^3\text{He}p \rightarrow pppn$ , а для рассматриваемого случая  ${}^4\text{He}p$ -взаимодействия существует уже шесть каналов:  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^4\text{He}p$ ,  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pp$ ,  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$ ,  ${}^4\text{He}p \rightarrow ddp$ ,  ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$  и  ${}^4\text{He}p \rightarrow ppp(X)$ . Анализ пространственных корреляций вторичных частиц проводился в тех реакциях безмезонного развала ядра  ${}^4\text{He}$ , которые полностью кинематически определены. Настоящая работа является продолжением исследований безмезонного развала ядер  ${}^4\text{He}$  протонами при импульсах 8.6 и 13.6 ГэВ/с [3].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальные данные получены с помощью 100-см жидководородной камеры ОИЯИ, облученной в пучке ядер  ${}^4\text{He}$  при двух значениях импульса пучка 8.6 и 13.6 ГэВ/с. После стандартной обработки данных [13] было получено и за-

писано в DST 38732 и 31145 событий при более низком и более высоком значениях импульса соответственно.

Пузырьковая камера является 4π-детектором заряженных частиц и чистой протонной мишенью. Использование пучков ускоренных ядер, падающих на протонную мишень, приводит к тому, что все фрагменты ядра являются быстрыми в л. с. и поэтому хорошо идентифицируются. В случае, когда в изучаемых реакциях рождается не больше одной нейтральной частицы, методика пузырьковых камер позволяет проводить эксклюзивный анализ и изучать отдельные каналы реакций.

Все значения величин приводятся в системе покоя  ${}^4\text{He}$ , что соответствует значениям 2.15 и 3.4 ГэВ/с импульса пучка протонов, налетающих на ядерную мишень.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Поперечные сечения реакций безмезонного развала ядер при двух значениях импульса налетающего ядра  ${}^4\text{He}$  приведены в табл. 1.

В опубликованных ранее работах [14, 15] было показано, что изучаемые реакции (1), (2) идут, в основном, через однократное рассеяние на нуклоне ядра  ${}^4\text{He}$ , а в случае реакций (4), (5) преобладает двукратное рассеяние [11, 12, 16]. Наряду с этими доминирующими механизмами наблюдаются механизмы резонансного характера, такие, как ВКС с коалесценцией [7, 11, 12, 14, 15] и образованием промежуточной  $\Delta$ -изобары [2, 3]. Что касается реакции (3), в работах [11, 12] было показано, что в большинстве случаев медленный дейтрон является зрителем, а быстрый возникает во время реакции через коалесценцию рассеянных протона и нейтрона.

Из-за невозможности полного кинематического восстановления реакции  ${}^4\text{He}p \rightarrow pppX$  в дальнейшем мы рассматриваем только процессы (1)–(4).

Реакции (1), (4) в свою очередь были разделены на прямой канал (DC) и канал с перезарядкой (CE). Под перезарядкой подразумевались случаи, в которых после взаимодействия нейтрон был самой быстрой частицей в системе покоя ядра  ${}^4\text{He}$ . Под зрителем будем понимать частицу с минимальным импульсом в системе покоящегося ядра  ${}^4\text{He}$ . Для последующего анализа были выделены отдельные подканалы и оценены их сечения (табл. 2), причем использованы события, в которых лидирующей частицей является нуклон. Индекс "s" относится к зрителю, а "ns" – к неспектаторной частице.

На рис. 1–3 представлен ряд диаграмм для возможного описания рассматриваемых процессов. Диаграммы а, в рис. 1 изображают квазиупругое

$NN$ - и  $p^3\text{H}(p^3\text{He})$ -рассеяние. Там же приведены простые треугольные диаграммы (б, з), ведущие к упругому каналу. На рис. 2 показано образование дейтронов в процессах двукратного (диаграммы б, з, д) рассеяния лидирующего протона  $N_f$ . Диаграмма двукратного рассеяния без образования дейтрона из рассеянных нуклонов ( $NN$ ) показана на рис. 2 (диаграмма в). Вклад диаграмм с образованием дейтрона при однократном рассеянии лидирующего протона мал, и мы их не показываем [11, 12]. Диаграмма а рис. 2 изображает полный развал ядра  $^4\text{He}$ . Образование  $^3\text{H}(^3\text{He})$  вследствие ВКС учитывается диаграммой е рис. 2. На рис. 3 приведена диаграмма с рождением и поглощением промежуточной  $\Delta$ -изобары (реакция  $^4\text{He}p \rightarrow dppn$ ).

С целью более детального рассмотрения неплюсных механизмов были изучены пространственные корреляции вторичных частиц и наклоны дифференциальных сечений  $d\sigma/dt$ .

В связи с наблюдением избытка событий высокоимпульсных частей спектра импульсного распределения спектаторов, испускаемых под большими углами, была сделана попытка экспериментальной проверки изотопического эффекта [3, 17].

Отличительной особенностью реакций с ВКС являются сильные пространственные корреляции. Как было отмечено [10, 14], в реакциях безмезонного развала ядер  $^4\text{He}$  наблюдалась сильная импульсная зависимость параметра асимметрии по углу Треймана-Янга. Более естественной переменной, чем угол Треймана-Янга, в теории оказался угол  $\theta_{cw}$  между передачей 3-импульса от падающего протона к лидирующему нуклону и импульсом спектаторной частицы. Угол  $\theta_{cw}$  был введен при теоретических расчетах ВКС для безмезонного развала дейтрона следующим образом [7]:

$$\cos \theta_{cw} = (\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_f) \cdot \mathbf{p}_s / |\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_f| |\mathbf{p}_s|,$$

где  $\mathbf{p}_0$  – импульс падающего протона,  $\mathbf{p}_f$  – импульс лидирующего нуклона,  $\mathbf{p}_s$  – импульс спектатора.

В качестве меры корреляции в дальнейшем используем величину асимметрии в распределении по  $\cos \theta_{cw}$ :

$$A = N_1((\theta_{cw} < 90^\circ) - N_2(\theta_{cw} > 90^\circ)) / (N_1 + N_2),$$

где  $N_i$  – число событий в указанных интервалах по углу  $\theta_{cw}$ .

В табл. 3 и 4 приведены значения асимметрии  $A$  для изучаемых реакций (1)–(4) ( $p_s < 200 \text{ МэВ}/c$ ). Там же показаны результаты описания дифференциальных сечений одной экспоненциальной функцией  $\sim \exp(-B|t|)$ , где  $|t|$  – величина 4-импульса, переданного от падающего протона к лидирующему нуклону для двух значений импульса налетающего ядра. При этом в табл. 3 сосредоточены

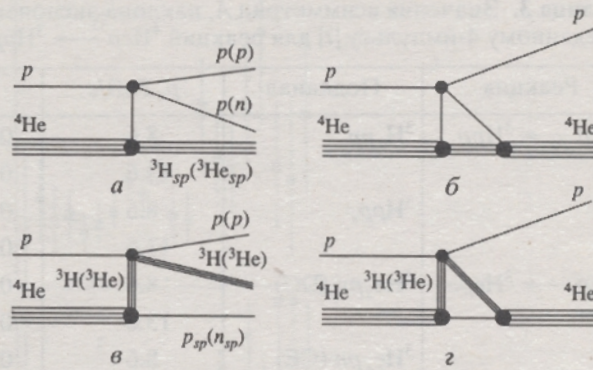


Рис. 1. Диаграммы процессов  $^4\text{He}p \rightarrow ^4\text{He}p$ ,  $^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{He}p$ ,  $^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{He}p$ . Пояснения даны в тексте.

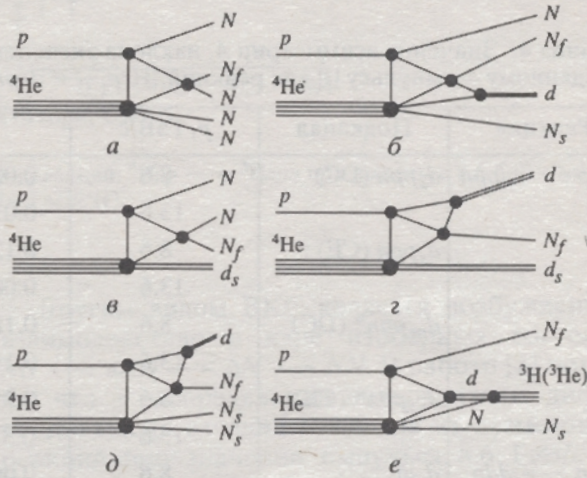


Рис. 2. Треугольные диаграммы, описывающие процессы полного разрушения ядра  $^4\text{He}$  и образования ядер  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ . Пояснения даны в тексте.

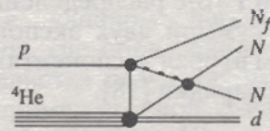


Рис. 3. Диаграмма реакции  $^4\text{He}p \rightarrow dppn$  с рождением и поглощением промежуточной  $\Delta$ -изобары.

ны результаты по реакциям (1), (2), где остатками являются ядра  $^3\text{He}$  и  $^3\text{H}$ , а в табл. 4 – по реакциям (3), (4), содержащим дейтроны.

Из табл. 3 видно, что в канале с обменом заряда не наблюдается значимой асимметрии в углах  $\theta_{cw}$ . Это можно объяснить тем, что коалесценция с участием лидирующего нейтрона подавлена. Сходные результаты были получены ранее в [6]. В случае перезарядки  $^4\text{He}p \rightarrow ^3\text{He}_sp$  при значе-

Таблица 3. Значения асимметрии  $A$ , наклона экспоненциальной функции  $B$ , фитированной к распределению по переданному 4-импульсу  $|t|$  для реакций  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}pp$ ,  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$  при двух значениях импульса

Реакция	Подканал	$p$ , ГэВ/с	$A$	$B$ , (ГэВ/с) $^{-2}$	$\chi^2/\text{ст. св.}$	$ t $ , (ГэВ/с) $^2$
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}pp$	${}^3\text{H}_spp$	8.6	$0.16 \pm 0.02$	$4.44 \pm 0.18$	1.80	0.15–0.70
		13.6	$0.19 \pm 0.03$	$4.86 \pm 0.16$	2.06	0.10–1.50
	${}^3\text{H}pp_s$	8.6	$0.69 \pm 0.07$	$14.38 \pm 0.85$	1.90	0.05–1.10
		13.6	$0.58 \pm 0.08$	$13.82 \pm 0.95$	1.20	0.05–1.50
${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}pn$	${}^3\text{He}_s pn$ (DC)	8.6	$0.17 \pm 0.02$	$4.00 \pm 0.10$	1.08	0.10–1.30
		13.6	$0.09 \pm 0.03$	$4.20 \pm 0.20$	6.45	0.10–1.55
	${}^3\text{He}_s pn$ (CE)	8.6	$0.03 \pm 0.04$	$11.51 \pm 5.94$	1.25	0.00–3.00
				$2.31 \pm 0.19$		
	${}^3\text{He}pn_s$	13.6	$-0.19 \pm 0.09$	$3.90 \pm 0.50$	1.02	0.00–0.95
		8.6	$0.48 \pm 0.07$	$13.90 \pm 0.96$	1.13	0.05–0.45
		13.6	$0.45 \pm 0.09$	$15.20 \pm 1.50$	1.24	0.05–0.45

Таблица 4. Значения асимметрии  $A$ , наклона экспоненциальной функции  $B$ , фитированной к распределению по переданному 4-импульсу  $|t|$  для реакций  ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$ ,  ${}^4\text{He}p \rightarrow ddp$  при двух значениях импульса

Реакция	Подканал	$p$ , ГэВ/с	$A$	$B$ , (ГэВ/с) $^{-2}$	$\chi^2/\text{ст. св.}$	$ t $ , (ГэВ/с) $^2$
${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$	$d_sppn$ (DC)	8.6	$0.08 \pm 0.03$	$2.71 \pm 0.31$	0.60	0.08–0.60
		13.6	$0.01 \pm 0.05$	$1.90 \pm 1.80$	0.42	0.06–0.24
	$d_sppn$ (CE)	8.6	$0.12 \pm 0.07$	$5.38 \pm 1.20$	1.70	0.04–0.50
		13.6	$0.08 \pm 0.12$	$15.00 \pm 31.4$	0.40	0.06–0.16
	$d_{ns}ppn^*$ (DC)	8.6	$0.18 \pm 0.04$	$2.72 \pm 0.24$	0.88	0.12–1.00
		13.6	$0.19 \pm 0.06$	$3.90 \pm 2.10$	0.58	0.10–0.34
$d_{ns}ppn^*$ (CE)	8.6	$0.25 \pm 0.10$	$3.55 \pm 0.72$	0.90	0.02–1.00	
	13.6	$-0.37 \pm 0.24$	–	–	–	
${}^4\text{He}p \rightarrow ddp$	$d_sdp$	8.6	$0.06 \pm 0.06$	$5.37 \pm 0.58$	2.31	0.05–0.80
		13.6	$0.12 \pm 0.08$	$5.13 \pm 1.26$	2.14	0.02–0.28

\* В случае, когда ядро-остаток не является спектатором (ns), при построении  $\cos\theta_{cw}$  берется самый медленный из нуклонов.

нии импульса 8.6 ГэВ/с распределение  $d\sigma/dt$  лучше фитируется суммой двух экспоненциальных функций, причем вторая экспонента соответствует процессу перезарядки [18].

В каналах  ${}^3\text{H}_spp$  и  ${}^3\text{He}_s pn$  (прямой канал) имеется асимметрия распределений по  $\cos\theta_{cw}$  (0.1–0.2), а в каналах, где ядро-остаток ( ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$ ) не является спектатором (табл. 2, реакции (16), (26)), асимметрия довольно большая (0.45–0.70). Это свидетельствует в пользу предположения о возможном переходе событий из каналов  ${}^3\text{He}pn$  и  ${}^3\text{H}pp$  в упругий канал вследствие ВКС (переход между диаграммами  $a \rightarrow b$  и  $v \rightarrow z$  рис. 1).

В реакциях  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{H}_spp$  и  ${}^4\text{He}p \rightarrow {}^3\text{He}_s pn$  наклон  $B$  близок к значению, характерному для свободного  $NN$ -рассеяния. Наклоны дифференциальных сечений реакций (см. табл. 3) малы по сравнению с наклоном дифференциальных сече-

ний упругого  $p^4\text{He}$ -рассеяния  $B \sim 29$  (ГэВ/с) $^{-2}$  [19] и близки к наклону, характерному для нуклон-нуклонного рассеяния.

На рис. 4а–4г показан ход асимметрии в зависимости от импульса спектатора для реакций (1), (2) из табл. 1 (за исключением перезарядки) при двух значениях импульса налетающего ядра. Полученный ход зависимости асимметрии аналогичен тому, что было наблюденно во взаимодействиях  $pd$  [7] и  $p^3\text{He}$  [8, 9].

Картина для реакций (3), (4) в связи с более сложными процессами коалесценции нуклонов в дейтрон [12] не такая прозрачная, однако некоторые тенденции поведения асимметрий можно проследить в табл. 4, где приведены экспериментальные результаты по этим реакциям.

В случае реакции  ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$  (прямой канал, табл. 4) величина наклона составляет приблизительно половину наклона дифференциаль-

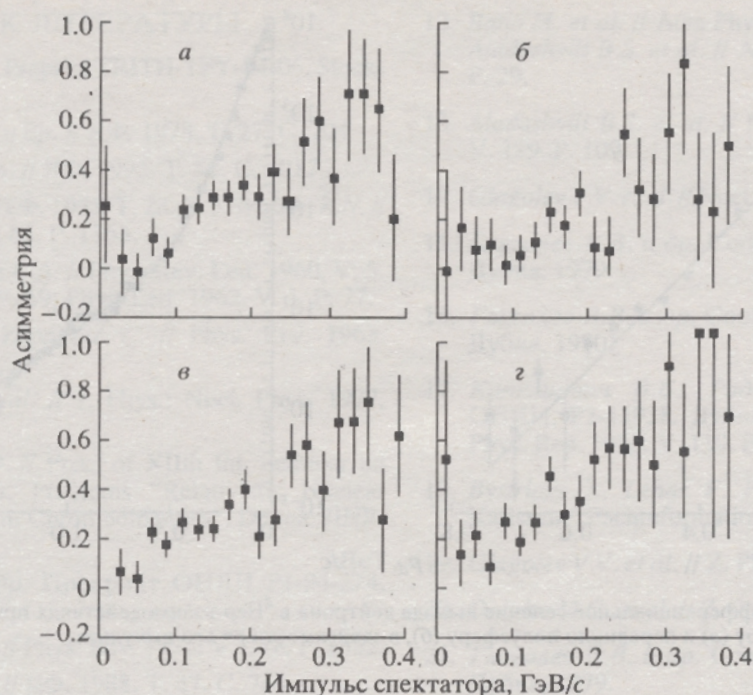


Рис. 4. Зависимость асимметрии  $A$  от импульса спектрометра для реакций:  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}n$  при импульсе 8.6 ГэВ/с (а) и 13.6 ГэВ/с (б),  ${}^4\text{He} \rightarrow {}^3\text{He}pp$  при импульсе 8.6 ГэВ/с (в) и 13.6 ГэВ/с (з).

ного сечения нуклон-нуклонного рассеяния, что соответствует утверждению о преобладании двукратного рассеяния (диаграмма в рис. 2) [12]. Значимая асимметрия проявляется только в случае прямого канала, где дейтрон не является спектрометром (4б). Это свидетельствует в пользу того, что наиболее вероятен переход из (4б) в канал  $ddp$  вследствие ВКС со слиянием  $np$ -пары в дейтрон (переход между диаграммами д, з рис. 2).

То, что для образования дейтрона работают различные механизмы, достаточно ярко демонстрирует сравнение инклюзивных спектров дейтронов для вылета назад и вперед. В направлении назад выходят дейтроны-остатки, а также дейтроны, образующиеся в результате коалесценции спектрометрических нуклонов. Дейтроны, образующиеся в процессе коалесценции с участием нуклонов "отдачи", в основном идут в переднюю полусферу, чем, по-видимому, и обусловлено уменьшение первого наклона и появление второго наклона в дифференциальном сечении выхода дейтронов вперед (рис. 5а, 5б). Распределение инвариантного дифференциального сечения дейтронов, вылетающих в заднюю полусферу (рис. 5а), профитировано одной экспонентой с параметром наклона  $B = 16.4 \pm 0.2$  (ГэВ/с) $^{-1}$  ( $\chi^2/\text{ст. св.} = 1.4$ ). Для дейтронов, вылетающих вперед (рис. 5б), распределение профитировано суммой двух экспонент с наклонами  $B_1 = 13.3 \pm 0.2$  (ГэВ/с) $^{-1}$ ,  $B_2 = 3.2 \pm 0.1$  (ГэВ/с) $^{-1}$  ( $\chi^2/\text{ст. св.} = 1.3$ ).

Другим видом ВКС является возбуждение и взаимодействие в ядре изобарных состояний  $NN \rightarrow \pi NN \rightarrow \Delta N \rightarrow NN$ . В работе [3] показано, что в распределении инвариантных дифференциальных сечений нуклонов из безмезонных реакций при значении импульса 8.6 ГэВ/с под большими углами наблюдается плато в интервале импульсов 0.35–0.6 ГэВ/с. Этот эффект был объяснен образованием и поглощением промежуточной  $\Delta$ -изобары ( $\Delta N \rightarrow NN$ ) или поглощением виртуального  $\pi$ -мезона парой нуклонов ( $\pi NN \rightarrow NN$ ). Упомянутые эффекты связаны, в основном, с каналом перезарядки реакции  ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$ , где образование двух медленных протонов является результатом взаимодействия нуклона с промежуточной  $\Delta$ -изобарой (рис. 3). В поддержку этой гипотезы можно привести результаты работы [20], где были наблюдаемы максимумы в распределении эффективной массы двух медленных протонов из реакции безмезонной фрагментации ядра дейтрона  $dp \rightarrow ppn$ . Расчеты показали, что максимум при  $M_{pp} = 2160$  МэВ/с можно объяснить, в частности, рождением и поглощением промежуточной  $\Delta$ -изобары.

Изоспиновый анализ в реакции  $dp \rightarrow ppn$ , включающий только образование и поглощение промежуточной  $\Delta$ -изобары, дает для отношения выхода самых медленных протонов к нейтронам значение 5 [17]. Это хорошо согласуется с экспе-

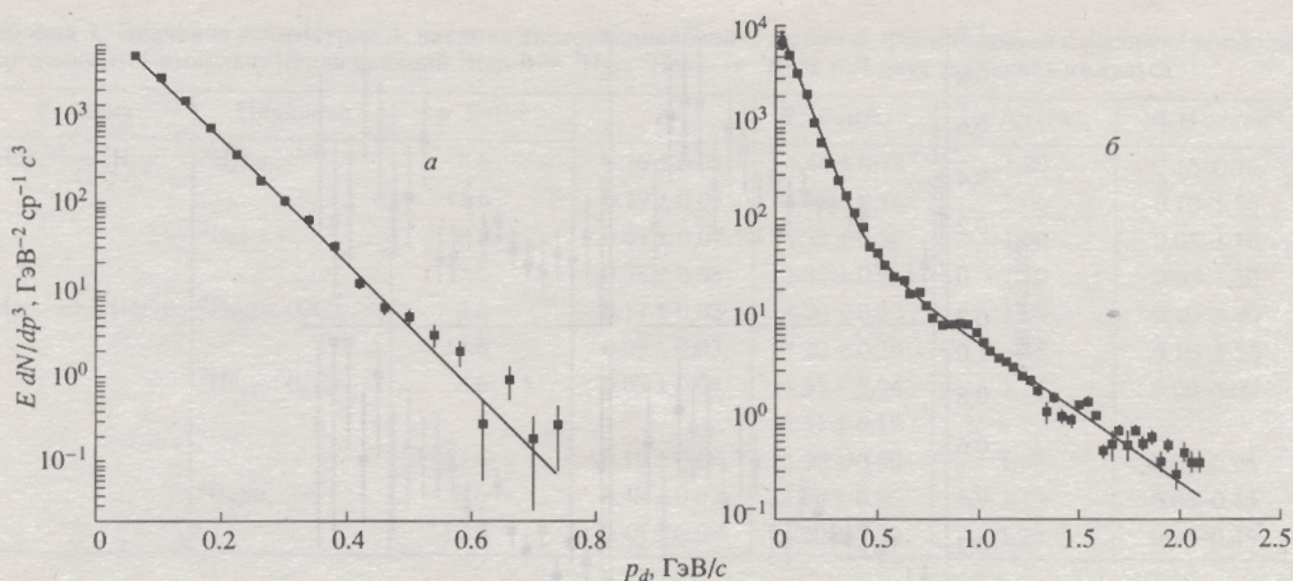


Рис. 5. Инвариантное дифференциальное сечение выхода дейтрона в  ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях при 8.6 ГэВ/с, вылетающего в заднюю полусферу (а) и переднюю полусферу (б), в зависимости от его импульса.

риментальными результатами  $dp$ -взаимодействий для углов  $\sim 180^\circ$  и  $x > 0.5$  ( $x = T/T_{\text{max}}$ ) [21].

По аналогии с [20] вычислена величина  $T_{\text{max}}^N(\theta)$ , как максимальная кинетическая энергия протона в упругом  $p$ - ${}^4\text{He}$ -рассеянии под углом  $\theta$ . На рис. 6 показана зависимость от  $\cos\theta$  отношения выхода медленных протонов к выходу медленных нейтронов из канала  ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$  для  $x < 0.5$  и  $x > 0.5$ . Эксперимент подтверждает указанные предположения. Для  $x > 0.5$  видна тенденция существенного увеличения этого отношения,

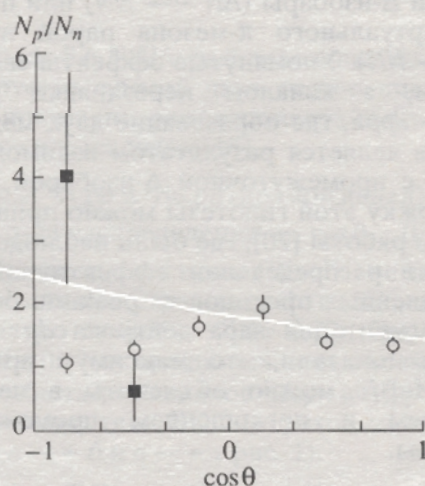


Рис. 6. Зависимость отношения выхода медленных протонов и нейтронов от угла вылета из реакции  ${}^4\text{He}p \rightarrow dppn$ . Точки:  $\circ - x < 0.5$ ,  $\blacksquare - x > 0.5$ .

аналогичная поведению для  $pd$ -взаимодействий [21]. При более высокой энергии ядра  ${}^4\text{He}$  такого эффекта не наблюдается, что находится в согласии с результатами работ [2, 3], показывающими, что данный механизм при более высокой энергии не проявляется.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были исследованы неупругие механизмы безмезонного развала ядра  ${}^4\text{He}$ , за исключением канала полного развала, из-за невозможности его полного кинематического восстановления. На основе анализа пространственных корреляций и наклонов дифференциальных сечений было показано, что наряду с основными механизмами, такими, например, как квазиупругое и двукратное рассеяние на нуклоне ядра  ${}^4\text{He}$ , присутствуют и более сложные механизмы, которые можно описать с помощью треугольных диаграмм – ВКС с коалесценцией и возникновением виртуальных возбужденных состояний.

Видно, что резонансные эффекты (рождение и поглощение изобары  $\Delta$ ) зависят от энергии и проявляются при энергии налетающего ядра, которая ближе к максимуму образования  $\Delta$ -изобары, а с ростом энергии они исчезают. ВКС с коалесценцией, по-видимому, слабо зависит от энергии падающего ядра  ${}^4\text{He}$  и определяется только энергией относительного движения взаимодействующих частиц. Можно ожидать, что данный механизм будет играть роль и при более высоких энергиях в адрон-ядерных взаимодействиях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fredricsson S. et al. Preprint TRIPH-TFY-84-06. Stockholm, 1984.
2. Аладашвили Б.С. и др. // ЯФ. 1978. Т. 27. С. 704.
3. Глаголев В.В. и др. // ЯФ. 1995. Т. 58. С. 1017.
4. Мигдал А.Б. // ЖЭТФ. 1955. Т. 28. С. 3. Watson K.N. // Phys. Rev. 1952. V. 88. P. 1163.
5. Butler S.T., Pearson C.A. // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 5. P. 276; 1961. V. 7. P. 69; Phys. Lett. 1962. V. 1. P. 77.
6. Schwarzschild A., Zupančič C. // Phys. Rev. 1963. V. 129. P. 854.
7. Aladashvili B.S. et al. // J. Phys.: Nucl. Phys. 1977. V. G3. P. 7.
8. Glagolev V.V. et al. // Proc. of XIIth Int. Seminar on High Energy Phys. Problems "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics". Dubna: JINR, 1994. P. 571.
9. Глаголев В.В. и др. Препринт ОИЯИ P1-94-274. Дубна, 1994.
10. Glagolev V.V. et al. // Phys. Rev. 1978. V. C18. P. 1382.
11. Зелински П. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 744.
12. Bano M. et al. // Acta Phys. Slov. 1986. V. 36. P. 227. Aladashvili B.S. et al. // Acta Phys. Slov. 1981. V. 31. P. 29.
13. Aladashvili B.S. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1975. V. 129. P. 109.
14. Glagolev V.V. et al. // Nucl. Phys. 1985. V. A445. P. 572.
15. Глаголев В.В. и др. Сообщения ОИЯИ. E1-12943. Дубна, 1979.
16. Глаголев В.В. и др. Сообщения ОИЯИ. P1-90-584. Дубна, 1990.
17. Копелиович В.Б., Радоманов В.Б. Сообщения ОИЯИ. P2-11938. Дубна, 1978. Kopeliovich V.B. // Phys. Rep. 1986. V. 139. P. 51.
18. Bystricky J., Lehar F. Physics Data № 11-1.1978. Karlsruhe: Fachinformationszentrum, 1978.
19. Glagolev V.V. et al. // Z. Phys. 1993. V. C60. P. 421.
20. Dolidze M.G. et al. // Z. Phys. 1986. V. A325. P. 391.
21. Глаголев В.В. и др. Сообщения ОИЯИ. P1-12907. Дубна, 1979.

STUDY OF THE  ${}^4\text{He}$  PIONLESS REACTIONS

H. Braun, J. Hlaváčová, V. V. Glagolev, A. Dirner, J.-P. Gerber, P. Joillot,  
A. K. Kacharava, R. M. Lebedev, G. Martinská, A. Mishalon, M. S. Nioradze,  
G. D. Pestova, T. Sobchak, J. Stepaniak, J. Urbán, K. U. Khairtdinov

Inelastic mechanisms present in the  ${}^4\text{He}$  nucleus pionless fragmentation reactions have been discussed. Space correlations of the secondary particles and the slopes of the differential cross sections  $d\sigma/dt$  have been examined. The essential role of final state interaction resulting in deuteron and production of other  ${}^4\text{He}$  fragments due to coalescence has been demonstrated. The strong increase in the proton-to-neutron ratio at production angles close to  $180^\circ$  observed in  ${}^4\text{He} \rightarrow dppn$  reaction confirms the assumption about the influence of the intermediate  $\Delta$  isobar.