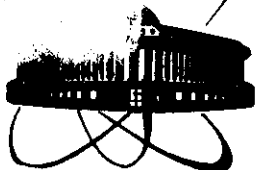


受入

86-10-123

高工研図書室



объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

PI-86-435

В.Г.Аблеев¹, Г.Г.Воробьев, Х.Димитров²,
В.Ф.Дмитриев³, С.М.Елисеев, С.А.Запорожец,
В.И.Иноземцев, А.П.Кобушкин⁴, А.Г.Малинин⁵,
Б.Науманн⁶, Л.Науманн⁶, В.Нойберт⁶,
А.А.Номофилов, Л.Пенчев², Н.М.Пискунов,
И.М.Ситник, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов,
В.И.Шаров

ПЕРЕЗАРЯДКА $p(^3\text{He}, t)$
ПРИ ИМПУЛЬСАХ 4,4 - 18,3 ГэВ/с
С РОЖДЕНИЕМ Δ -ИЗОБАР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ НИИЯФ МГУ

² ЦЛАНП БАН, София

³ ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск

⁴ ИТФ АН УССР, Киев

⁵ ИТЭФ, Москва

⁶ ЦИЯИ АН ГДР, Россендорф

1986

I. ВВЕДЕНИЕ

В этой работе мы продолжаем исследование Δ -изобарных возбужденных ядерной материи в реакции (${}^3\text{He}, t$) перезарядки, основную роль в которой играет спин-изоспиновое ($\vec{\sigma}\vec{\tau}$) возбуждение ядерного или нуклонного вещества с передачей ему энергии в несколько сотен (~ 300) МэВ. Сравнение отклика ядра и свободного нуклона на такие возбуждения дает возможность выделить нетривиальные эффекты коллективной природы (например, возбуждение Δ -дырочных состояний в ядре, взаимодействие изобары с остовом ядра, отличие свойств изобары в ядре от свойств свободной и т.п.). О существовании таких эффектов говорят качественные различия между поведением сечений ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$ и $p({}^3\text{He}, t)$ реакций, впервые отмеченные нами^{1,2/}: а) максимум Δ -изобарного пика в ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$ перезарядке сдвинут к меньшим энергиям возбуждения по отношению к положению максимума аналогичного пика в реакции на свободном протоне; б) ширина этого пика намного больше, чем для реакции $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$; в) отношение выхода (${}^3\text{He}, t$) реакции с рождением изобары на ядре к выходу реакции $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ существенно выше, чем ожидается на основе Глауберовских расчетов, где использовались известные^{3/} данные об $NN \rightarrow N\Delta$ сечениях. Сдвиг изобарного пика и его уширение нельзя объяснить только влиянием ферми-движения нуклонов.

В данной работе представлены результаты анализа экспериментальной информации об инвариантных дифференциальных сечениях $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ реакции, измеренных ранее при импульсах $p_{\text{He}}=4,40; 6,81$ и $10,79$ ГэВ/с, а также новые данные при $18,3$ ГэВ/с. Проведено их сравнение с результатами расчетов, выполненных нами в рамках модели Глаубера - Ситенко^{4/}. Для импульсов пучка выше 2 ГэВ/с/нуклон получено хорошее описание измеренных сечений $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$. Показано также, что рассчитанные по модели одномезонного обмена (ОМЕ, см., например,^{5/}) сечения удовлетворительно согласуются с нашими данными.

В гл. 2 приводится описание процедуры измерений, обработки экспериментального материала и нормировки полученных дифференциальных сечений. Таблицы сечений и способ введения поправок на конечное импульсное разрешение спектрометра содержатся в гл. 3. Применение моделей Глаубера-Ситенко и ОМЕ к анализу изучаемой реакции дано в гл.4; в заключении суммируются основные результаты работы.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Измерения импульсных спектров тритонов перезарядки, испущенных под малыми углами, выполнялись на синхрофазотроне ОИЯИ с помощью магнитного спектрометра "АЛЬФА"/6а/ с пропорциональными камерами. Пучок ядер ${}^3\text{He}$ интенсивностью от 10^5 до 10^{11} частиц за цикл ускорения выводился из ускорителя за $0,3 + 0,5$ с.

На рис. 1 показана схема установки в измерениях при импульсах пучка 4,40; 6,81 и 10,79 ГэВ/с. Пучок направлялся на углеродную ($3,446 \text{ г/см}^2$) или полиэтиленовую ($3,763 \text{ г/см}^2$) мишень Т; поток ядер ${}^3\text{He}$ определялся с помощью сцинтилляционных телескопов T_1 и T_2 .

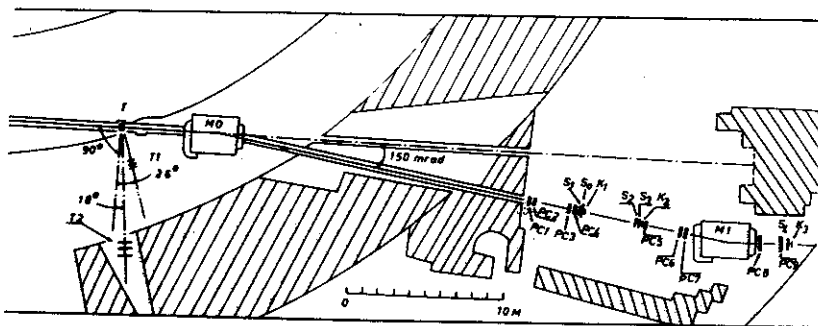


Рис. 1. Схема расположения аппаратуры на канале медленного вывода синхрофазотрона ОИЯИ.

Вывлетевшие вперед тритоны отклонялись на угол ≈ 150 мрад магнитом М0 и регистрировались спектрометром, где измерялись их импульсы и параметры траекторий после М0; продукты других реакций и не испустивший взаимодействия пучок поглощались защитой. Полный импульсный спектр тритонов перезарядки был получен в результате серии измерений при разных значениях напряженностей магнитных полей в М0 и М1; поля контролировались с точностью $\approx 0,1\%$ с помощью датчиков Холла, а их отношение поддерживалось постоянным (с точностью $\approx 1\%$) при переходе от одного участка импульсного спектра к другому. Магниты были прокалиброваны с точностью $\approx 0,3\%$ методом токонесущей нити. При каждой установке полей магнитов спектрометром регистрировались тритоны, испущенные из мишени под углом $\theta_i \leq 0,4^\circ$ с импульсами в интервале $|p - p_0|/p_0 \leq 6\%$. (Здесь p_0 — импульс тритонов, вылетевших из мишени под углом $\theta_i = 0^\circ$ и прошедших через центры счетчиков $S_1 \div S_3$ ($50 \times 50 \text{ мм}^2$) и S_4 ($200 \times 300 \text{ мм}^2$), размеры которых определяли угловой и импульсный захват спектрометра).

Для частиц с фиксированным углом вылета из мишени импульсный захват спектрометра составлял величину $\pm 0,015 \rho$; угловой захват для тритонов с фиксированным импульсом был равен $\pm 0,08^\circ$.

Накопление данных проводилось в двух режимах: TR1 и TR2. Основным режимом был TR1 = $S_1 \wedge S_2 \wedge S_3 \wedge S_4$. Контроль эффективности детекторов установки проводился в режиме TR2 = $K_1 \wedge K_2 \wedge K_3 \wedge S_0$ со сцинтилляционными счетчиками ($K_1 + K_2$) меньшего размера.

Процедура обработки экспериментальной информации была аналогична использованной ранее при исследованиях (d, p) фрагментации^{/66, в/}. Импульс тритонов определялся с точностью $\sigma_p / p \approx 0,5\%$ по координатной информации от пропорциональных камер PC5-PC9. Координаты точки взаимодействия в плоскости, перпендикулярной оси пучка, находились с точностью $\sigma_{x,y} \approx 10$ мм экстраполяцией траектории частицы в окрестности мишени. Точность определения углов вылета из мишени была $\sigma_\theta \approx 0,8$ мрад. Число реконструированных событий поправлялось на аппаратную эффективность спектрометра ($\approx 80\%$) и вычисленную методом Монте-Карло геометрическую эффективность; на границах акцептанса соответствующая поправка не превышала 30%.

Сечения перезарядки на протонах были получены разностным методом из измерений с углеродной и полиэтиленовой мишенями. Точность их абсолютной нормировки была $\approx 13\%$, $\approx 10\%$ и $\approx 8\%$ при $p_{3He} = 4,40; 6,81$ и $10,79$ ГэВ/с соответственно. Она практически целиком определялась погрешностью нормировки сечений перезарядки на углероде, проведенной следующим образом. В ходе эксперимента мы измерили также (без изменения геометрических характеристик установки) сечения $^{12}C(^3He, d)$ стриппинга в области $p_d \approx 2/3 p_{3He}$ при каждом значении начального импульса и отнормировали на них сечения перезарядки с точностью не хуже 5%. Таким образом, для получения сечений перезарядки в абсолютных единицах достаточно было определить абсолютную нормировку сечений стриппинга при $p_d \approx 2/3 p_{3He}$. При $10,79$ ГэВ/с необходимые для этого данные мы получили с точностью нормировки не хуже 7%^{/9/}; для меньших импульсов мы воспользовались тем, что в области максимума сечения стриппинга не зависят от импульса снаряда с точностью не хуже 10%, что следует из данных работ^{/66, в; 10/}. Корректность описанной процедуры подтверждается совпадением отнормированных таким образом сечений $^{12}C(^3He, t)$ перезарядки при $6,8$ ГэВ/с с сечениями, полученными ранее^{/1а, в/} в другой схеме измерений.

Вклад фона оценивался при измерениях с "пустой" мишенью. По отношению к выходу событий на углеродной мишени он составлял не более 10% как в реакции $(^3He, t)$ перезарядки, так и в реакции фрагментации $(^3He, d)$ при всех наших энергиях во всем диапазоне импульсов регистрируемых частиц.

Точность определения величины переданной мишени энергии составляла ± 3 МэВ; это контролировалось сравнением ожидаемого по кинематике и измеренного положений пика ядерных спин-изоспиновых возбуждений в спектре тритонов из реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)^{12}\text{N}^*$.

Поскольку магнит МО позволял направлять в спектрометр частицы с импульсом не выше 11 ГэВ/с/Z (Z - заряд частицы), опыт при 18,3 ГэВ/с был выполнен в другой геометрии. Ее главное отличие от схемы, показанной на рис. 1, состояло в том, что мишень $\text{T}(6,022 \text{ г/см}^2 \text{ углерода или } 7,174 \text{ г/см}^2 \text{ полиэтилена})$ помещалась между блоками пропорциональных камер PC1+PC4 и PC5+PC7; при этом интенсивность пучка определялась максимально допустимой загрузкой детекторов установки и составляла $0,5 \cdot 10^6 + 1 \cdot 10^6$ частиц/сек. Процедуры накопления и анализа данных для такой конфигурации установки были аналогичны описанным в работах /1а,б;7,8/. Точность абсолютной нормировки предварительных данных при 18,3 ГэВ/с - не хуже 20%.

3. ИНВАРИАНТНЫЕ СЕЧЕНИЯ

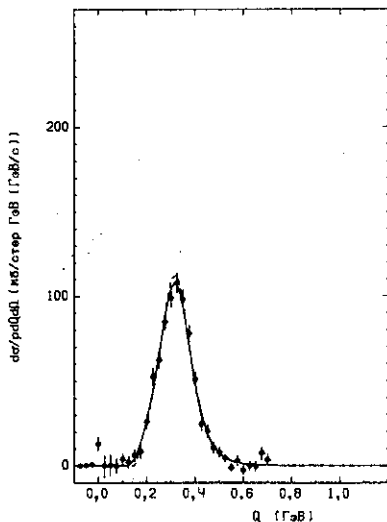
Измеренные инвариантные дифференциальные сечения перезарядки ^3He в тритоны на протонах представлены на рис. 2 и в таблицах I-3 в зависимости от переданной мишени энергии Q , а также квадрата переданного 4-импульса t и пропущенной инвариантной массы ω :

$$(3.1) \quad \begin{aligned} Q &= E_{3\text{He}} - E_t, \\ t &= Q^2 - \Delta p^2, \quad \Delta p = p_{3\text{He}} - p_t; \\ \omega^2 &= (Q + m_{\text{тарг}})^2 - \Delta p^2, \end{aligned}$$

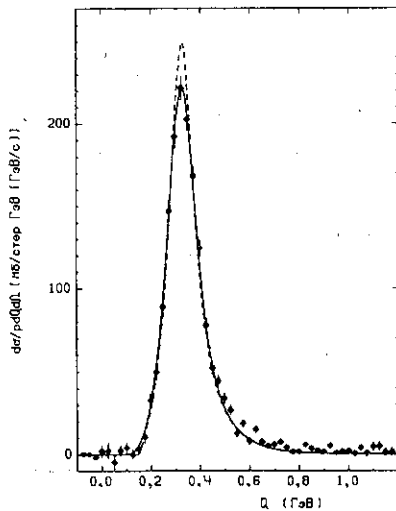
где $m_{\text{тарг}}$ - масса мишени. Максимальная величина ω , достижимая при наших импульсах, составляет 1,4; 1,6; 1,7 и 1,95 ГэВ.

Рождение Δ -изобар в $p(^3\text{He}, t)$ реакции может идти в основном за счет диаграмм, изображенных на рис. 3а+3г. Из изотопической инвариантности следует, что вклад диаграммы 3в(г) в сечение реакции по отношению к вкладу диаграммы 3а(б) составляет $\approx 10\%$; имеется некоторое дополнительное подавление вклада диаграммы 3в(г) (наиболее заметное при низких значениях начального импульса) из-за регистрации тритонов в узком угловом интервале. Таким образом, основной вклад в сечение рождения Δ -изобар в $p(^3\text{He}, t)$ реакции должен давать механизм, отвечающий диаграммам рис. 3а,б.

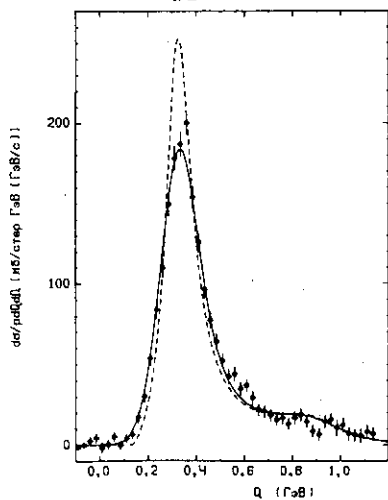
Для корректного сравнения дифференциальных сечений, измеренных при разных энергиях первичного пучка, необходимо учесть искажение формы спектра, вносимое импульсным разрешением установки. Для этого, как и в работе /8/, с экспериментальными данными сравнивалась (рис. 2)



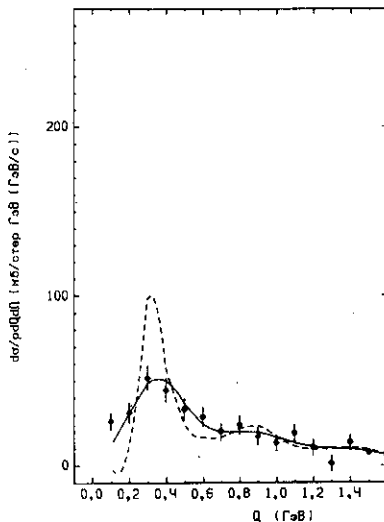
а) для $P_{3He} = 4,40$ ГэВ/с;



б) для импульса 6,81 ГэВ/с;



в) для импульса 10,78 ГэВ/с
с учетом вклада Δ (1600) изобары;



г) для импульса 18,3 ГэВ/с
с учетом вкладов Δ (1600) и
 Δ (1900) изобар.

Рис. 2. Инвариантные сечения $p(^3He, t) \Delta^{++}$ реакции.

Точки - результат этого эксперимента,
сплошная линия - аппроксимация данных сверткой пробной
функции (3.3) с функцией импульсного разрешения;
пунктирная линия - поведение пробной функции.

Табл. 1. ИНВАРИАНТНЫЕ СЕЧЕНИЯ $\frac{d^2\sigma}{p dR d\theta}$ РЕАКЦИИ $p(^3\text{He}, t)$.
 $P_{^3\text{He}} = 4,400 \text{ ГэВ/с}$

№ п/п	Q, МэВ	ω , МэВ	$ t \cdot 10^2$ ГэВ ² /с ²	Сечения ($\frac{\text{мб}}{\text{ср} \cdot \text{ГэВ}^2/\text{с}}$)	
				не поправленные на эфф. разреш.	исправленные на эфф. разр.
1	2	3	4	5	6
1	100	-	-	3,73±3,5	-
2	125	-	-	2,21±3,3	-
3	150	-	-	6,19±3,3	-
4	175	I093	1,32	8,35±3,6	7,93±3,4
5	200	III3	1,74	26,1 ±4,3	24,9 ±4,1
6	225	II32	2,22	52,5 ±5,0	50,5 ±4,8
7	250	II50	2,75	62,4 ±4,7	61,0 ±4,6
8	275	II67	3,35	84,9 ±4,9	85,6 ±5,0
9	300	II85	4,02	98,8 ±5,0	104,0 ±5,3
10	325	I20I	4,75	108,0 ±5,7	116,0 ±6,1
11	350	I2I7	5,55	98,0 ±5,4	102,0 ±5,6
12	375	I233	6,41	77,8 ±4,8	77,3 ±4,8
13	400	I248	7,35	50,9 ±4,0	48,6 ±3,8
14	425	I293	8,36	24,6 ±3,9	23,0 ±3,6
15	450	I277	9,45	20,5 ±3,6	19,0 ±3,3
16	475	I29I	10,6	10,6 ±3,0	9,83±2,8
17	500	I304	11,8	7,97±2,5	7,39±2,3
18	525	I3I7	13,2	4,33±2,2	4,01±2,0

Табл. 2

$P_{^3\text{He}} = 6,807 \text{ ГэВ/с}$

1	100	-	-	4,08 ±2,7	-
2	125	-	-	0,032±2,5	-
3	150	-	-	3,06 ±2,8	-
4	175	I097	0,545	10,2 ±3,1	8,64±2,6
5	200	III7	0,713	32,5 ±4,0	28,3 ±3,5
6	225	II37	0,905	49,5 ±4,8	43,6 ±4,2
7	250	II57	1,12	88,8 ±5,6	80,5 ±5,1
8	275	II76	1,36	147,0 ±6,4	143,0 ±6,2
9	300	II95	1,62	192,0 ±6,9	207,0 ±7,4
10	325	I2I3	1,91	222,0 ±7,0	251,0 ±7,9

1	2	3	4	5	6
11	350	I231	2,23	203,0 ±6,6	219,0 ±7,1
12	375	I248	2,56	168,0 ±5,5	167,0 ±5,5
13	400	I266	2,93	125,0 ±4,9	118,0 ±4,6
14	425	I282	3,32	77,6 ±4,2	72,2 ±3,9
15	450	I299	3,74	52,0 ±3,7	48,6 ±3,4
16	475	I315	4,18	43,9 ±3,3	41,3 ±3,1
17	500	I331	4,65	33,5 ±2,9	31,8 ±2,8
18	525	I347	5,15	26,4 ±2,6	25,2 ±2,5
19	550	I362	5,67	12,5 ±2,2	12,0 ±2,1
20	575	I377	6,23	18,4 ±2,2	17,7 ±2,1
21	600	I392	6,81	7,93±2,1	7,64 ±2,0
22	625	I407	7,42	14,9 ±2,0	14,4 ±1,9
23	650	I421	8,06	7,32±1,8	7,07 ±1,7
24	675	I435	8,73	4,85±1,6	6,69 ±1,6
25	700	I449	9,43	5,79±1,5	5,60 ±1,5
26	725	I463	10,2	7,37±1,6	7,12 ±1,6
27	750	I476	10,9	4,05±1,4	3,91 ±1,4
28	775	I489	11,7	1,55±1,3	1,50 ±1,3
29	800	I502	12,5	1,68±1,2	1,62 ±1,2
30	825	I515	13,4	5,81±1,3	5,59 ±1,3
31	850	I527	14,3	3,50±1,4	3,36 ±1,3
32	875	I540	15,2	2,33±1,2	2,24 ±1,2
33	900	I552	16,2	1,81±1,2	1,73 ±1,2
34	925	I564	17,1	5,21±1,4	5,06 ±1,4
35	950	I575	18,2	1,01±1,2	0,973±1,1
36	975	I587	19,2	1,92±1,2	1,83 ±1,1

Табл. 3

$P_{\text{ЗHe}} = 10,790 \text{ ГэВ/с}$

1	2	3	4	5	6
1	110	-	-	3,88±2,3	-
2	135	-	-	6,67±2,7	-
3	160	I086	0,181	17,2 ±3,3	5,52±1,0
4	185	1107	0,241	30,2 ±4,0	15,4 ±2,0
5	210	1128	0,311	53,7 ±4,4	32,6 ±2,7
6	235	1148	0,390	83,6 ±5,2	60,3 ±3,8
7	260	1168	0,477	110,0 ±5,8	98,5 ±5,2
8	285	1187	0,574	149,0 ±7,8	169,0 ±8,8
9	310	1206	0,680	178,0 ±7,3	239,0 ±9,8

I	2	3	4	5	6
I0	335	I225	0,795	187,0 ±7,4	253,0 ±10,0
II	360	I244	0,920	200,0 ±7,4	238,0 ± 8,8
I2	385	I262	I,05	I54,0 ±6,8	I56,0 ± 6,9
I3	410	I280	I,I2	I25,0 ±5,9	II3,0 ± 5,3
I4	435	I297	I,35	96,I ±5,4	8I,8 ± 4,6
I5	460	I3I5	I,5I	77,0 ±5,I	64,6 ± 4,3
I6	485	I332	I,69	63,8 ±4,7	54,I ± 4,0
I7	5I0	I349	I,87	5I,8 ±4,3	44,9 ± 3,7
I8	535	I365	2,06	42,2 ±4,4	37,4 ± 3,9
I9	560	I382	2,26	43,9 ±4,2	39,6 ± 3,8
20	585	I398	2,47	34,8 ±3,9	3I,8 ± 3,6
2I	6I0	I4I4	2,70	36,9 ±3,8	34,2 ± 3,5
22	635	I429	2,93	29,I ±4,0	27,2 ± 3,7
23	660	I445	3,I7	2I,7 ±3,7	20,5 ± 3,5
24	685	I460	3,42	20,6 ±3,6	I9,7 ± 3,4
25	7I0	I475	3,67	I8,4 ±3,8	I7,8 ± 3,7
26	735	I490	3,96	I5,7 ±3,6	I5,5 ± 3,6
27	760	I505	4,24	I6,6 ±3,5	I6,7 ± 3,5
28	785	I5I9	4,54	I2,9 ±3,2	I3,2 ± 3,3
29	8I0	I534	4,84	I6,8 ±3,7	I7,4 ± 3,8
30	835	I548	5,I6	I8,6 ±3,7	I9,5 ± 3,9
3I	860	I562	5,49	I4,5 ±3,5	I5,2 ± 3,7
32	885	I576	5,83	8,38±3,9	8,66± 4,0
33	9I0	I589	6,I8	6,46±3,6	6,56± 3,7
34	935	I603	6,54	I4,4 ±3,9	I4,3 ± 3,9
35	960	I6I6	6,9I	I5,5 ±3,9	I5,I ± 3,8
36	985	I630	7,29	I0,6 ±4,8	I0,2 ± 4,6
37	IOIO	I643	7,68	I2,2 ±4,5	II,5 ± 4,2
38	IO35	I656	8,09	6,6I±4,I	6,I9± 3,8
39	IO60	I669	8,5I	5,80±3,9	5,39±3,6
40	IO85	I68I	8,94	5,53±4,2	5,I2±3,9
4I	IIIO	I694	9,38	8,I7±4,0	7,55± 3,7
42	II35	I706	9,83	6,80±3,9	6,28± 3,6

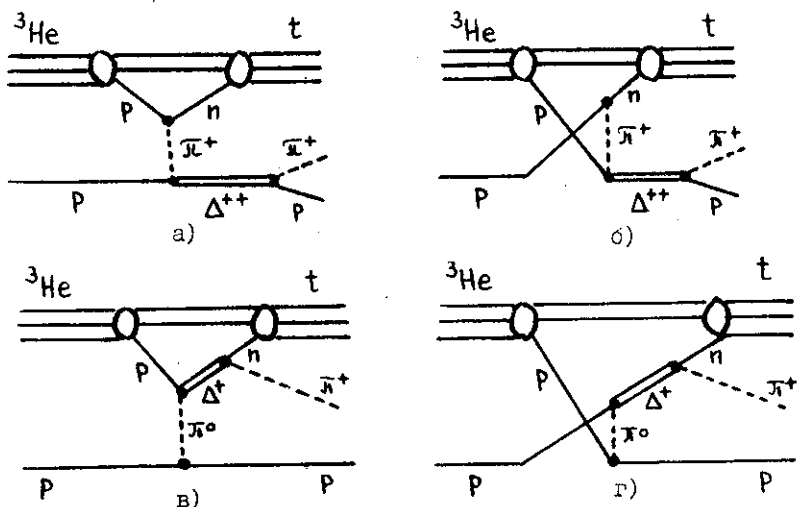


Рис. 3. Диаграммы модели однонуклонного обмена для $p(^3\text{He}, t)$ реакции (без учета перерассеяний нуклона и изобары в ядре).

свертка $\tilde{F}(Q)$ пробной функции $F(Q)$, аппроксимирующей не искаженные разрешением сечения, с функцией разрешения и находились такие значения параметров пробной функции, при которых эта свертка дает наилучшее описание данных:

$$(3.2) \quad \tilde{F}(Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_Q} \int_{-3\sigma_Q}^{3\sigma_Q} F(Q - Q_1) e^{-Q_1^2 / 2\sigma_Q^2} dQ_1$$

Разрешение установки (σ_Q) составляло 19 МэВ, 24 МэВ, 52 МэВ и 125 МэВ для каждого из значений начального импульса. После этого не искаженные импульсным разрешением инвариантные сечения находились согласно соотношению

$$\left(\frac{d^2\sigma}{pd\Omega dQ} \right)_{\text{полн.}} = \frac{F(Q)}{\tilde{F}(Q)} \left(\frac{d^2\sigma}{pd\Omega dQ} \right)_{\text{изм.}}$$

Выбор пробной функции $F(Q)$ основывался на структуре диаграммы рис.3а; учитывались лишь главные факторы, определяющие форму спектра:

$$(3.3) \quad F(Q) = A \cdot f(t) \cdot \varphi_R(\omega) \cdot \Delta(\omega, t)$$

Здесь A - нормировочный множитель, $f(t) = \exp(R^2 t/3)$ - магнитный формфактор ^3He , в котором $R^2 = r_M^2 - r_N^2$, $r_M = 1,935 \text{ фм}$, $r_N = 0,8 \text{ фм}$; функции $\varphi_R(\omega)$ (описывающая форму резонансной линии) и $\Delta(\omega, t)$ (учитывающая немассовые поправки) брались в форме Джексона^{II/}:

$$\begin{aligned}
 (3.4) \quad \sigma_R(\omega) &= \frac{\omega_0 \Gamma(\omega)}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega_0^2 \Gamma^2(\omega)}; \\
 \Gamma(\omega) &= \Gamma_0 (q/q_0)^3 \rho(q)/\rho(q_0); \\
 \rho(q) &= (2,2 m_\pi^2 + q^2)^{-1}, \quad q(\omega) = \frac{\lambda^{1/2}(\omega^2, M_N^2, m_\pi^2)}{2\omega}; \\
 \Delta(\omega, t) &= \frac{\lambda(\omega^2, M_N^2, t)}{\lambda(\omega^2, M_N^2, m_\pi^2)} \cdot \frac{(\omega + M_N)^2 - t}{(\omega + M_N)^2 - m_\pi^2}; \\
 \lambda(x, y, z) &= x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz;
 \end{aligned}$$

$q_0 = 227$ МэВ/с; M_N, m_π - массы нуклона и пиона соответственно.

Брейт-вигнеровские параметры ω_0 и Γ_0 , найденные при подгонке в области $Q \lesssim 500$ МэВ, хорошо согласуются между собой при всех энергиях. Их средние значения составляют: $\bar{\omega}_0 = 1234 \pm 3$ МэВ и $\bar{\Gamma}_0 = 116 \pm 7$ МэВ. В области $Q > 500$ МэВ и импульсах выше 7 ГэВ/с результат подгонки с учётом только $\Delta(1232)$ изобары идет систематически ниже экспериментальных точек. Хорошей аппроксимации данных во всем диапазоне Q удастся достичь добавлением в пробную функцию вкладов высших изобар с изоспином 3/2: семейства $\Delta(1600)$ и семейства $\Delta(1900)$. Их суммарный вклад в сечение (${}^3\text{He}, t$) перезарядки при 18,3 ГэВ/с (оцененный без учета возможного нерезонансного фона) составляет $30 + 35\%$.

Исходные и поправленные на импульсное разрешение установки инвариантные дифференциальные сечения представлены в табл. 1-3 и на рис. 2,4. Относительная статистическая ошибка поправленных сечений принята равной относительной статистической погрешности исходных (непоправленных) сечений.

4. РАСЧЕТ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$

4.1. Для расчета дифференциальных сечений реакции ${}^3\text{He} + p \rightarrow t + \Delta^{++}$ использовалась модель многократного рассеяния Глаубера-Ситенко^{4,13/}, учитывающая перерассеяния нуклона-мишени и рожденной изобары на нуклонах ядра-снаряда. Амплитуда $F(\vec{k})$ рождения Δ^{++} резонанса в $p({}^3\text{He}, t)$ -реакции определяется через функции профиля NN - и $N\Delta$ -взаимодействия ($\Gamma_{NB}(\vec{b})$) и волновые функции ${}^3\text{He}$ и тритона:

$$\Gamma_{NB}(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i} \int e^{-i\vec{k}_1 \cdot \vec{b}} f_{NB}(k_1^2) d\vec{b}', \quad B \equiv \{N, \Delta\};$$

$$F(\vec{k}) = \frac{i}{2\pi} \int d\vec{b} e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{b}} \langle t | \sum_{j=1}^3 e^{i\vec{k}_j \cdot \vec{z}_j} \Gamma_{NB}(\vec{b} - \vec{S}_j) \prod_{l=2}^3 (1 - \Gamma_{NN}(\vec{b} - \vec{S}_l)) | \psi_{3He} \rangle.$$

Здесь \vec{S}_j - поперечная компонента радиус-вектора j -го нуклона, z_j - продольная его компонента, \vec{k}_1 и $k_{||}$ - поперечная и продольная компоненты переданного при рождении изобары 3-импульса, взятого в системе покоя ядра, \vec{b} - прицельный параметр, $f_{NB}(k_1^2)$ - амплитуда $NN \rightarrow N\Delta$ рассеяния, параметризованная обычным образом^{13/}.

После интегрирования по координатам нуклонов (с учетом преобразования Гартенхауза-Шварца^[4]) и прицельному параметру b выражение для сечения $p(^3\text{He}, t) \Delta^{++}$ реакции принимает следующий вид:

$$(4.1) \quad \frac{d^2\sigma}{p dR d\Omega} = \frac{\rho}{\pi} \frac{d\sigma_{pp \rightarrow n\Delta^{++}}}{d\vec{k}_1^2} e^{-R^2(\vec{k}_1^2 + k_1^2)/3} \frac{d\omega^2}{d\Omega} \varphi_R(\omega) g_{rs}(\vec{k}_1^2),$$

где $R=1,8$ фм, $\varphi_R(\omega)$ определена в (3.4), $g_{rs}(\vec{k}_1^2)$ - поправка, учитывающая перерассеяние нуклона и Δ - изобары на нуклонах ядра ^3He :

$$(4.2) \quad g_{rs}(\vec{k}_1^2) = \left| 1 - \frac{\sigma_{NN}(1-i\alpha_{NN})}{2\pi R^2(1 + \frac{b_{NN} + b_{N\Delta}}{R^2})} \exp\left[\frac{\vec{k}_1^2 R^2 (1 + 2b_{NN}/R^2)(1 + 2b_{N\Delta}/R^2)}{1 + (b_{NN} + b_{N\Delta})/R^2}\right] \right| + \frac{\sigma_{NN}^2(1-i\alpha_{NN})^2 R^2}{12\pi R^4(1 + 2b_{NN}/R^2)(1 + 2\frac{b_{NN} + 2b_{N\Delta}}{3R^2})} \exp\left[\frac{\vec{k}_1^2 R^2 (1 + 2b_{N\Delta}/R^2)}{1 + 2\frac{b_{NN} + 2b_{N\Delta}}{3R^2}}\right] \Big|^2.$$

Здесь σ_{NN} - полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, α_{NN} - отношение реальной части амплитуды упругого NN - рассеяния вперед к мнимой, $b_{NN}, b_{N\Delta}$ - параметры наклона сечений упругого NN - рассеяния и образования Δ - изобары соответственно. Все эти величины были взяты из компиляции^[13] при импульсах нуклона $p_N = \frac{1}{3} p_{^3\text{He}}$. Величины $\frac{d\sigma_{pp \rightarrow n\Delta^{++}}}{d\vec{k}_1^2}$ были получены интерполяцией экспериментальных данных^[3]

о сечениях реакции $pp \rightarrow n\Delta^{++}$ (см. рис. 5). При импульсе $p_N \approx 1,5$ ГэВ/с обычная (экспоненциальная) параметризация амплитуд $f_{N\Delta}(\vec{k}_1^2)$ может оказаться не вполне удовлетворительной. Поэтому расчет сечений реакции $p(^3\text{He}, t) \Delta^{++}$ был выполнен нами для больших импульсов, начиная с 6,81 ГэВ/с.

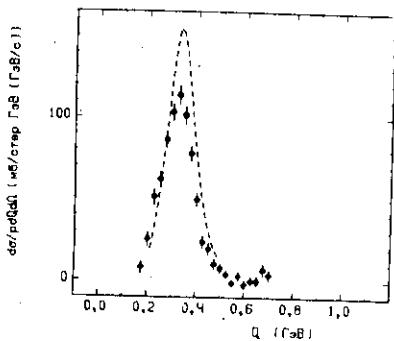
Пространственная компонента волновых функций ядер ^3He и t была в факторизованном виде

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) = \left(\prod_{j=1}^3 \exp(-r_j^2/2R^2) \right) / (\pi R^2)^{3/4},$$

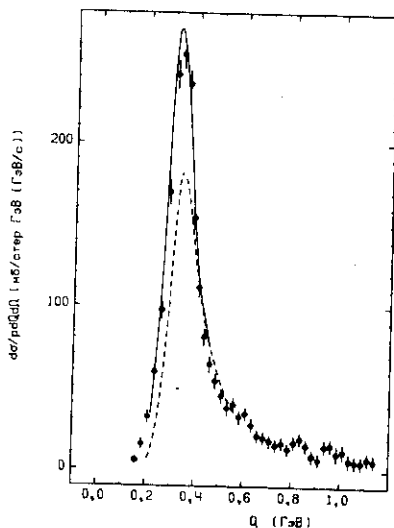
при этом спин-изоспиновые компоненты были антисимметричны относительно перестановок любых двух нуклонов. Небольшое различие (примерно на 10%) радиусов ядер ^3He и t не учитывалось, так как оно слабо влияет на величины рассчитываемых сечений.

Вычисленные по формуле (4.1) сечения были проинтегрированы по интервалу углов вылета тритонов, соответствующему условиям эксперимента: $\theta_t \leq 0,4^\circ$ для $p_{^3\text{He}} = 6,81$ и $10,79$ ГэВ/с и $\Theta_t \leq 0,9^\circ$ для $18,3$ ГэВ/с. Величины ω_0 и Γ_0 , определяющие форму резонансной линии Δ - изобары, полагались равными, соответственно, 1232 и 120 МэВ.

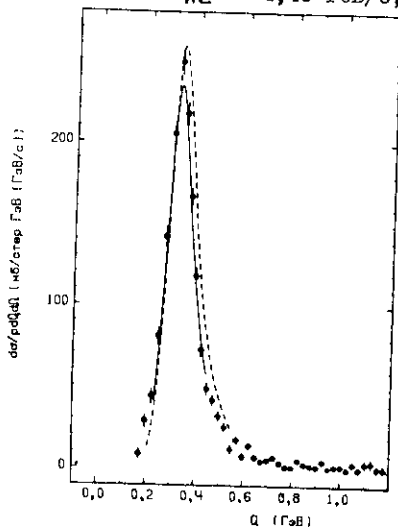
Результаты расчета показаны на рис. 4 сплошной линией. Как видно, они хорошо воспроизводят поведение экспериментальных сечений. Это оправдывает использование модели Глаубера-Ситенко для анализа $(^3\text{He}, t)$ перезарядки на сложных ядрах с целью выявления тех эффектов, которые



а) для импульса $P_{3He} = 4,40$ ГэВ/с;



в) для импульса $P_{3He} = 10,79$ ГэВ/с;



б) для импульса $P_{3He} = 6,81$ ГэВ/с; г) для импульса $P_{3He} = 13,3$ ГэВ/с.

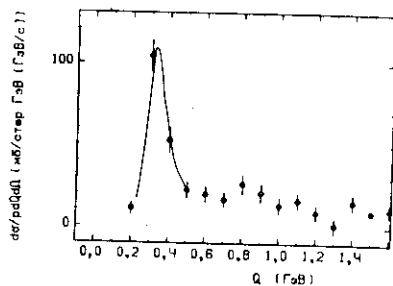


Рис. 4. Инвариантные сечения $p(^3He, t)\Delta^{++}$ реакции, поправленные на эффекты импульсного разрешения; сплошная линия – результат расчета по модели Глаубера-Ситенко; пунктирная линия – результат расчета по модели ОМЕ.

выходят за рамки присущей глауберовскому подходу картины рождения изобары на движущемся квазисвободном нуклоне и последующего свободного движения изобары в ядре.

4.2. Имея в виду перспективу применения ОМЕ к анализу данных по перезарядке 3He в тритоны на сложных ядрах, мы провели в рамках ОМЕ расчет сечений $(^3He, t)$ перезарядки на протонах. Учитывались диаграм-

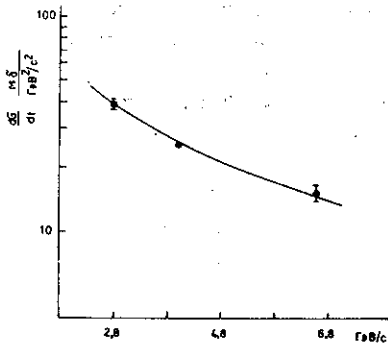


Рис. 5. Зависимость максимального значения сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega} (pp \rightarrow n\Delta^{++})$ из работ [3] от импульса протона, использованная при глауберовском расчете сечений $p(^3\text{He}, t) \Delta^{++}$.

мы рис. 3а, б, а также поправка (4.2). Параметры модели, определяющие t - зависимость вершинных формфакторов в реакции $NN \rightarrow N\Delta$, определялись из экспериментальных данных по $pp \rightarrow n\Delta^{++}$ реакции [3].

На рис. 5 пунктирной линией показаны результаты такого расчета. Видно, что при 10,8 ГэВ/с он дает заниженную величину сечений; для меньших импульсов модель одномезонного обмена удовлетворительно описывает имеющиеся экспериментальные данные.

5. ОСНОВНЫЕ ИТОГИ ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе проведен анализ дифференциальных сечений $d^2\sigma/p d\Omega dQ$ реакции $p(^3\text{He}, t)$ при импульсах от 4,4 до 10,8 ГэВ/с, измеренных в зависимости от переданной энергии $Q = E_{\text{не}} - E_t$ с точностью абсолютной нормировки $(8 \pm 13)\%$, а также представлены предварительные данные по сечениям этой реакции при 18,3 ГэВ/с.

Этот анализ показывает, что перезарядка $(^3\text{He}, t)$ на протонах идет практически целиком через возбуждение Δ -изобар в мишени: в окрестности $Q \sim 300$ МэВ наблюдается хорошо выраженный пик, форма которого описывается Δ -резонансной линией, искаженной формфактором гелия-3. Брейт-вигнеровские параметры пика - положение ($\omega_0 = 1234 \pm 3$ МэВ) и ширина ($\Gamma_0 = 116 \pm 7$ МэВ) - хорошо соответствуют известным значениям, определяемым при описании спектров эффективных масс πN -системы в области Δ -резонанса [14]. Влияние формфактора ядра ^3He на форму пика ослабевает с ростом начальной энергии из-за уменьшения величины $|t|$ - квадрата переданного 4-импульса.

При достаточно больших импульсах (выше 9 ГэВ/с), когда кинематически возможно рождение более тяжелых изобар с изоспином 3/2, они также дают вклад в сечение $p(^3\text{He}, t)$ реакции в области $Q > 500$ МэВ. Оцененный без учета возможного нерезонансного фона, он составляет $\sim (30 \pm 35)\%$ по отношению к интегральному сечению $p(^3\text{He}, t)$ реакции с вылетом тритона "вперед" при $\rho_{^3\text{He}} = 18,3$ ГэВ/с.

Модель Глаубера-Ситенко, использованная нами для сравнения с экспериментом, хорошо воспроизводит результаты измерений; расчёты в рамках модели однопионного обмена дают результаты, также согласующиеся с представленными данными. Это открывает перспективу дальнейшего использования модели однопионного обмена для анализа сечений перезарядки ядер ^3He в тритоны на сложных ядрах.

Авторы благодарны сотрудникам Лаборатории высоких энергий за поддержку и интерес к этим исследованиям, а также А.М.Балдину и Ю.В.Гапонову за полезные обсуждения полученных результатов. Мы признательны З.П.Мотиной и Р.Н.Петровой за большую помощь при выполнении этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. а) Щоробьев Г.Г. и др. Труды III Всесоюзного семинара "Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР", 23-27 апр, 1983г. (Звенигород), с.313; Москва, ИЯИ АН СССР, 1984.
б) Ableev V.G. et al. JINR, E1-83-486, Dubna, 1983 ; в) Аблеев В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, с.35; г) Ableev V.G. et al. JINR, E1-84-438, Dubna, 1984.
2. а) Ableev V.G. et al., in: "Few Body Problems in Physics", ed. by B. Zeitnitz, 1984, v. II, p.267, Elsevier Sci. Publishers, B.V., 1984;
б) Ableev V.G. et al., in: "PANIC, Book of Abstracts", ed. by E. Guttner, B. Povh, G. zu Putlitz, 1984, v. II, p.1-24, Heidelberg, July 30 - August 3, 1984; в) Аблеев В.Г. и др. В кн.: "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях", Труды симпозиума 23-25 апр. 1984г., с.293; Ленинград, ЛИНФ, 1984г.;
г) Ableev V.G. et al., II-nd Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions Visby, Sweden, 10-14 June 1985, v.1: contributed papers. (ed. by B. Jakobsson, K. Aleklett), p.169, 170, Lunds Univ. Reprocentralen, 1985.
3. а) Bacon T.C. et al., Phys. Rev., 1964, 162, p.1320; б) Ming Ma Z. et al., Phys. Rev. Lett., 1969, 23, p.342; в) Coletti S. et al., Nuovo Cim., 1967, 49, p.479; г) Bugg D.V. et al., Phys. Rev., 1964, B133, p.1017; д) Eisner A.M. et al., Phys. Rev., 1965, B138, p.670.
4. Ситенко А.Г., Укр. физ. журн., 1959, 4, с.152; Glauber R.J., in: "Lectures in Theor. Phys. ", Wiley-Inter-Sci., N.Y., 1959, v.1, p.315.
5. Ferrari E., Selleri F., Nuovo Cim., 1963, 27, p.1450; Dürr H.P., Pilkuhn H., Nuovo Cim., 1965, 40, p.899; Wolf G., Phys. Rev., 1969, 182, p.1538.
6. а) Аблеев В.Г. и др. ПТЭ, 1983, №1, с.33; б) Аблеев В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 196; в) Ableev V.G. et al., Nucl. Phys., 1983, A393, p.491; A411, p.541(E).

7. Аблеев В.Г. и др. ПТС, 1978, №2, с.63.
8. Аблеев В.Г. и др. ИФ, 1982, 36, с.1197, с.1434;
ИФ, 1983, 37, с.132.
9. Аблеев В.Г. и др., ОИЯИ, PI-84-476, Дубна, 1984; ИФ, 1985, 42, с.205.
10. Anderson L. et al., Phys.Rev., 1983, C28, p.1224.
11. Dunn P.S. et al., Phys.Rev., 1983, C27, p.71.
12. Jackson J.D., Nuovo Cim., 1964, 34, p.1344.
13. Trefil J.S., Nucl.Phys., 1969, B11, p.330.
14. Particle Data Group, UCRL-20000 NN, CERN, Geneva, 1970.
15. "Review of Particle Properties", 1982 ed., p.217, CERN, Geneva, 1982.
16. Fassel R.H., Wilkin C., Phys.Rev., 174, 1968, p.1179; Gartenhaus S., Schwarz C.L., Phys.Rev., 108, 1957, p.482.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 июля 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике глужелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Аблеев В.Г. и др.

P1-86-435

Перезарядка $p(^3\text{He}, t)$ при импульсах 4,4-18,3 ГэВ/с
с рождением Δ -изобар

Представлены инвариантные дифференциальные сечения реакции перезарядки ядер гелия-3 в тритоны на протонах с рождением дельта-изобар при 4,40; 6,81; 10,79 ГэВ/с и 18,3 ГэВ/с. Сечения измерены при малых углах вылета тритонов; погрешность их абсолютной нормировки не превосходит 8-13%. Приведенные в работе данные хорошо воспроизводятся расчетом, выполненным нами в рамках модели Глаубера - Ситенко. Проведено также сравнение с расчетами по модели одномезонного обмена.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Л.Н.Барабан

Ableev V.G. et al.

P1-86-435

$p(^3\text{He}, t)$ Charge-Exchange Reaction at 4.4-18.3 GeV/c
with Δ -Isobar Production

The invariant differential cross sections of a helium-3 to triton charge-exchange reaction with Δ -isobar excitation on protons at 4.40, 6.81, 10.79 and 18.3 GeV/c are presented. The cross sections are measured at small triton emission angles, the absolute normalization uncertainty is no more than (8-13)%. The data are well reproduced by the calculation made within the framework of the Glauber - Sitenko model. They are also compared with the calculation based on the one-meson-exchange model.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986

18 коп.

Редактор М.И.Зарубина.

Макет Н.А.Киселевой.

Подписано в печать 09.07.86.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 1,19.

Тираж 505. Заказ 37928.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.