

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2993/82

28/v1-82

1-82-174

В.Г.Аблеев*, В.А.Бодягин*, Г.Г.Воробьев,
С.А.Запорожец, А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов,
И.М.Ситник, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов,
А.В.Тарасов, А.Филипковски**, И.У.Христова***,
В.И.Шаров

РАССЕЯНИЕ АЛЬФА-ЧАСТИЦ
С ИМПУЛЬСОМ 17,9 ГЭВ/С
НА ЯДРАХ УГЛЕРОДА, АЛЮМИНИЯ И МЕДИ

Направлено в ЯФ

* НИИЯФ МГУ, Москва

** ИЯИ, Варшава

*** ФТИ, Душанбе

1982

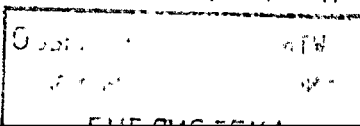
1. ВВЕДЕНИЕ

Между реакциями рассеяния релятивистских ядер ядрами и адронов адронами существует сходство, обусловленное "составной" природой ядер и адронов. Оно приводит к взаимному влиянию методов описания адрон-адронных и ядро-ядерных реакций^{/1,2/}, которое в последние годы не ограничивается анализом только дифракционного рассеяния. Это одна из причин, по которым экспериментальное и теоретическое изучение процессов рассеяния ядер ядрами является актуальным.

Методы расчета характеристик ядро-ядерного рассеяния^{/3-6/} развиваются на базе дифракционной теории многократного рассеяния Глаубера-Ситенко /ДТМР/, неплохо проверенной в экспериментах по адрон-ядерному рассеянию при промежуточных энергиях. Однако оказалось^{/7,8/}, что при высоких энергиях ДТМР не всегда способна дать хорошее количественное описание данных эксперимента. По-видимому, это связано с общепринятым в расчетах по ДТМР предположением о том, что конstituенты ядра - только нуклоны, которые не возбуждаются в процессе рассеяния.

Возникает вопрос: насколько хорошо в рамках этого предположения можно описать рассеяние релятивистских ядер сложными ядрами при энергиях в несколько ГэВ/нуклон, пользуясь методами ДТМР?

С целью ответа на него мы приводим результаты измерений дифференциальных сечений суммарного упругого и квазиупругого /с возбуждением мишени/ рассеяния альфа-частиц на ядрах углерода, алюминия и меди при импульсе альфа-частиц 17,9 ГэВ/с в интервале передач $0,009 \leq |t| \leq 0,175$ /ГэВ²/с²/. Предварительные данные были опубликованы ранее в виде сообщения ОИЯИ^{/9/} и докладов^{/10/}. В разделе 2 кратко описана методика измерений и обработки накопленной экспериментальной информации /подробно освещенная в работах^{/9,11/}/, а также даны таблицы дифференциальных сечений, которые в разделе 3 сравниваются с результатами расчетов, выполненных на основе приближенных методов^{/3-6/}. Обсуждаются причины выявленных расхождений. В разделе 4 суммируются итоги работы, а в Приложении излагаются основные посылыки, использованные при проведении расчетов.



II. ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ИХ ОБРАБОТКА

2.1. Эксперимент проводился на пучке альфа-частиц с импульсом $p_0 = 17,9$ ГэВ/с и интенсивностью $\sim 10^5$ частиц/с, который выводился из синхрофазотрона за время $0,3 \pm 0,5$ с. Величина p_0 была измерена с точностью $\delta p/p_0 = 0,7\%$.

Магнитный спектрометр "Альфа" /11/, схема которого показана на рис.1, работал на линии с ЭВМ БЭСМ-4. Он содержал многопроволочные пропорциональные камеры и сцинтилляционные счетчики, в том числе предназначенные для определения заряда вторичной частицы.

Частицы пучка, треки которых имели нужные пространственные и угловые параметры относительно оси установки /мониторные частицы/, выделялись совпадениями $G = S_1 \wedge S_2 \wedge S_4 \wedge A$, к которым добавлялось условие срабатывания в каждой из плоскостей камер ПК1, ПК2 одной, и только одной, сигнальной проволоки.

Передача информации из установки в ЭВМ происходила при выполнении одного из логических условий: $TR1 = \{M \wedge \text{есть рассеяние} / \wedge \text{ИЛИ}\}$; $TR2 = \{TR1 \wedge \text{заряд частицы} > 1 / \}$.

Здесь M - сигнал о регистрации мониторной частицы, ИЛИ - сигнал о срабатывании хотя бы одной из камер ПК5, ПК6. Условие "Есть рассеяние" проверялось специальными цифровыми процессорами, сопряженными с ПК1, ПК2, ПК4, и соответствовало рассеянию мониторной частицы в мишени на угол θ , больший угла отсечки θ_0 . Угол отсечки в данном эксперименте составлял 4 мрад. Сигнал "Заряд частицы > 1 " формировался, когда амплитуда импульса от счетчика SAB превосходила установленный порог.

В ЭВМ передавалась координатная информация от пропорциональных камер, информация о потоке мониторных частиц, сигналы о

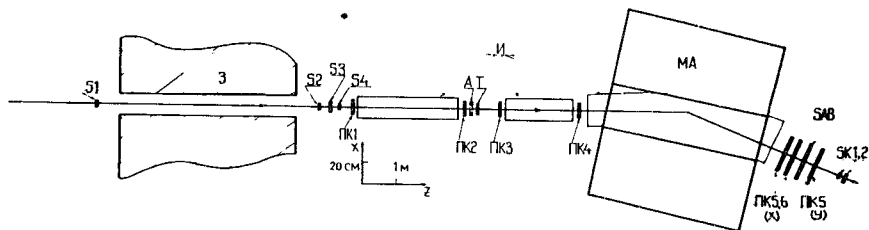


Рис.1. Схема спектрометра для измерений дифференциальных сечений рассеяния α -частиц ядрами. ПК - пропорциональные камеры; S, SAB - сцинтилляционные счетчики; SK - счетчики для контроля за работой аппаратуры; А - сцинтилляционный счетчик с отверстием $\phi 5$ см в центре; Т - мишень; МА - анализирующий магнит; И - ионопроводы с гелиевым наполнением.

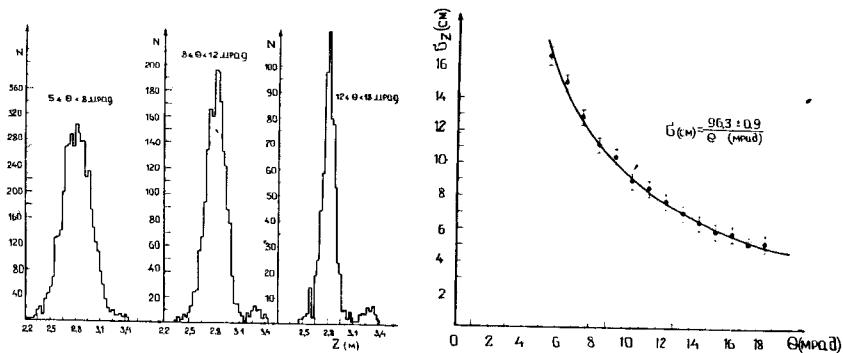


Рис.2. а/ Распределение событий по величине z -координаты точки взаимодействия для разных интервалов углов рассеяния. Область мишени /углеродной/ определяется условием $|z - z_T| \leq 3\sigma_z(\theta)$. б/ Зависимость разрешения установки по z -координате /величина σ_z / от угла рассеяния.

срабатывании сцинтилляционных счетчиков установки и информация об амплитудах сигналов со счетчиков SAB /для определения заряда рассеявшихся частиц/ и S_3 /для контроля за величиной заряда мониторных частиц/.

Было зарегистрировано примерно равное количество событий рассеяния с отбором по условиям TR1 и TR2. Для контроля за качеством работы установки, определения ее характеристик и необходимых при восстановлении треков констант около 10% от общего числа событий накапливалось без отбора случаев рассеяния, т.е. по сигналу M.

Переключение условий отбора нужных событий выполнялось автоматически, по командам от ЭВМ, с достаточно коротким периодом /около 10 циклов ускорителя/, что обеспечивало корректный учет эффективности спектрометра при возможных изменениях условий эксперимента.

Облучались мишени естественного изотопного состава толщиной $2,00 \pm 0,01$ г/см² /углерод/, $1,46 \pm 0,01$ г/см² /алюминий/ и $1,37 \pm 0,01$ г/см² /медь/.

Разрешение установки по углу рассеяния θ было $\sigma_\theta \approx 0,6$ мрад /без учета многократного кулоновского рассеяния в мишени/, по импульсу - $\sigma_p/p \approx 0,8\%$; разрешение по z -координате точки взаимодействия в мишени показано на рис.2.

2.2. Для определения дифференциальных сечений отбирались события, удовлетворяющие следующим условиям: треки в блоках камер до и после мишени существуют и хорошо "сшиваются" в районе мишени; импульс частицы находится в области "упругого" пика, ее заряд больше 1.

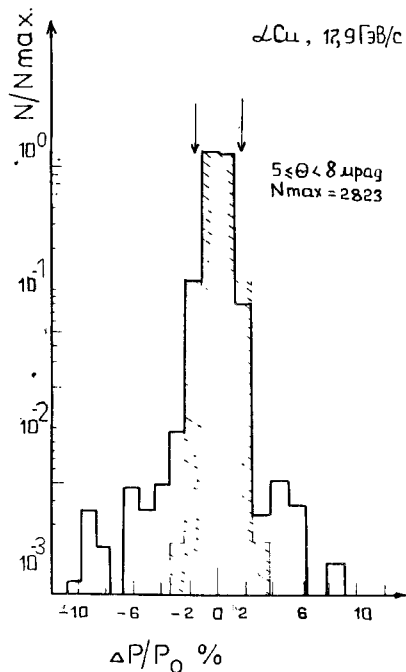


Рис.3. Импульсный спектр α -частиц, рассеянных на медной мишени. Стрелками указаны границы области "упругого" пика $|p_0 - p| \leq 360$ МэВ/с. Штриховкой отнечена гистограмма, соответствующая функции импульсного разрешения $\exp(-\Delta p^2 / 2\sigma_p^2)$, где $\Delta p = p_0 - p$. Здесь P - импульс регистрируемой α -частицы.

Число событий рассеяния на ядрах мишени находилось с помощью обычной процедуры вычитания "эффекта пустой мишени" из "эффекта полной". Оно поправлялось на геометрическую эффективность установки, зависящую от угла рассеяния. Поскольку распределение амплитуд сигналов со счетчика SAB близко к распределению Ландау, вводилась поправка на примесь однозарядных частиц /дейтронов/ в области

"упругого" пика, равная $N_d(\theta) \cdot w(d \rightarrow a)$. Ее относительная величина не превышала $1 \div 3\%$ в зависимости от угла рассеяния. /Здесь $N_d(\theta)$ - число зарегистрированных дейтронов в области упругого пика для данного угла рассеяния, а $w(d \rightarrow a) \approx 19\%$ - вероятность того, что однозарядная частица даст в счетчике SAB сигнал с амплитудой больше порога разделения одно - и двухзарядных частиц/.

Под пиком "упругого" рассеяния /см. рис.3/ доля неупругих событий с рождением пионов не превышала 3% .

Дифференциальные сечения, найденные в результате выполнения описанной процедуры, и их статистические ошибки, приведены в колонках 3,5,7 табл.1. В систематическую погрешность нормировки дифференциальных сечений, которая не превышает 3% , включены погрешности, связанные с определением потока частиц, падающих на мишень, толщины мишени и введением поправки на аппаратную эффективность и поглощение пучка в веществе установки, но не входит вклад погрешности, связанной с ошибкой измерений величины p_0 .

Полученные дифференциальные сечения из-за конечного углового разрешения установки отличаются от истинных и связаны с ними соотношением

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{набл.}} = \int_{t-\tau}^{t+\tau} \frac{d\sigma}{dt'}(t') W(t', t) dt',$$

$$W(t', t) = \exp\left[-\frac{(\sqrt{|t|} - \sqrt{|t'|})^2}{2p_0^2 \sigma^2}\right] \exp\left[-\frac{\sqrt{tt'}}{p_0^2 \sigma^2}\right] I_0\left(\frac{\sqrt{tt'}}{p_0^2 \sigma^2}\right) / p_0^2 \sigma^2,$$

где $W(t', t)$ - функция, описывающая угловое разрешение установки. Здесь p_0 - импульс пучка, σ - мода рэлеевского распределения, аппроксимирующего измеряемое угловое распределение на "полной" мишени вблизи нулевого угла рассеяния, I_0 - функция Бесселя мнимого аргумента.

Оценка истинных дифференциальных сечений была проведена следующим образом. Вводилась пробная функция

$$F(t, \{A\}) = \int_{t-3\sigma_t}^{t+3\sigma_t} f(t', \{A\}) W(t', t) dt'; \quad \sigma_t = 2p_0^2 \sigma^2,$$

параметры $\{A\}$ которой определялись ее подгонкой к экспериментальным данным $(d\sigma/dt)_{\text{набл.}}$. После этого находились искомые дифференциальные сечения

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{f(t, \{A\})}{F(t, \{A\})} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\text{набл.}}$$

Затем они поправлялись на эффекты двойного ядерного рассеяния в мишени. Эта поправка была невелика и составляла в окрестностях дифракционных минимумов сечений /где она наибольшая/ $\approx 7\%$ для углерода, $\approx 4\%$ для алюминия и $\approx 3\%$ для меди. /Поэтому эффектами рассеяния более высокой кратности мы пренебрегли/.

Полученные дифференциальные сечения приведены в колонках 4,6,8 табл.1.

Из этих данных мы определили характеристики αA -рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{dt}(0) \quad \text{и} \quad B = \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}.$$

Они вычислялись после подгонки к полученным данным функции

$$\Phi = |a_1 \exp(-b_1 t/2) + a_2 \exp(-b_2 t/2 + i\phi)|^2$$

/фаза ϕ определялась при предварительной подгонке и затем фиксировалась/. Точки, отмеченные в табл.1 звездочкой, имели значение χ^2 , резко отличающееся от среднего, и были исключены из данных для фита. Интервал t , по которому проводилось фитирование, ограничивался сверху положением 2-го дифракционного минимума. Его границы указаны в табл.2.

Таблица 1

Дифференциальные сечения αA -рассеяния при импульсе 17,9 ГэВ/с

θ	$ \vec{t} $ ГэВ ² /с ²	I_{2C}		I_{2A}		$64C_{II}$	
		набл.	погр.	набл.	погр.	набл.	погр.
		3	4	5	6	7	8
5,25	0,00878	14,70 ±0,31	14,42	23,40 ±0,70	22,27	35,4 ±1,4	25,3
5,95	0,0113	11,06 ±0,24	10,66	15,7 ±0,50	14,58	18,0 ±1,0	12,5
6,65	0,0141	8,26 ±0,17	7,89	9,81 ±0,34	8,85	8,20 ±0,60	5,76
7,35	0,0172	7,72 ±0,12	5,38	5,75 ±0,25	5,02	4,96 ±0,44	3,72
8,05	0,0206	3,98 ±0,09	3,67	3,35 ±0,18	2,83	3,67 ±0,40	3,09
8,75	0,0244	2,73 ±0,07	2,47	1,98 ±0,13	1,65	3,01 ±0,25	2,35
9,45	0,0285	1,89 ±0,05	1,68	1,35 ±0,10	1,14	3,26 ±0,22	3,28
10,15	0,0328	1,23 ±0,04	1,08	0,960 ±0,080	0,847	2,75 ±0,18	2,85
10,85	0,0375	0,816 ±0,032	0,707	0,941 ±0,070	0,892	2,24 ±0,15	2,31
11,55	0,0425	0,593 ±0,026	0,514	0,952 ±0,060	0,936	1,75 ±0,12	1,74
12,25	0,0478	0,458 ±0,022	0,428	0,936 ±0,060	0,940	1,30 ±0,10	1,23

I	2	3	4	5	6	7	8								
								12,95	0,0534	0,354 ±0,018	0,332	0,831 ±0,048	0,839	0,818 ±0,08	0,725
								13,65	0,0594	0,308 ±0,017	0,291	0,765 ±0,046	0,768	0,644 ±0,074	0,545
14,35	0,0656	0,295 ±0,017	0,281	0,476 ±0,038	0,471*	0,671 ±0,072	0,582								
15,05	0,0722	0,299 ±0,017	0,286	0,544 ±0,044	0,526	0,393 ±0,065	0,369								
15,75	0,0790	0,254 ±0,017	0,244	0,321 ±0,032	0,300	0,298 ±0,059	0,300								
16,45	0,0862	0,240 ±0,014	0,231	0,313 ±0,031	0,284	0,459 ±0,058	0,481								
17,15	0,0937	0,212 ±0,013	0,204	0,234 ±0,027	0,210	0,534 ±0,057	0,561								
17,85	0,102	0,187 ±0,012	0,180	0,177 ±0,024	0,162	0,347 ±0,050	0,355								
18,55	0,110	0,173 ±0,012	0,167	0,200 ±0,023	0,190	0,317 ±0,042	0,304								
19,25	0,118	0,113 ±0,010	0,109*	0,148 ±0,020	0,146	0,184 ±0,035	0,160								
19,95	0,127	0,102 ±0,009	0,098	0,189 ±0,021	0,190	0,317 ±0,038	0,253								
20,65	0,136	0,086 ±0,008	0,082	0,188 ±0,023	0,191	0,158 ±0,032	0,129								
21,35	0,145	0,117 ±0,010	0,111	0,154 ±0,022	0,156	0,266 ±0,037	0,209								
22,05	0,155	0,072 ±0,009	0,068	0,106 ±0,019	0,106	0,154 ±0,034	0,157								
22,75	0,165	0,059 ±0,007	0,056	0,140 ±0,020	0,137	0,143 ±0,029	0,154								
23,45	0,175	0,060 ±0,008	0,057	0,069 ±0,014	0,065	-	-								

Полученные значения характеристик αA -рассеяния приведены в табл.2. Они согласуются, в пределах ошибок, с опубликованными ранее /9,10,14/.

Таблица 2

Реакция		α ^{12}C	α ^{27}Al	α ^{64}Cu
Параметр				
$\frac{d\sigma}{dt}(0)$	$\text{б}/\text{ГэВ}^2/\text{с}^2$	$38,0 \pm 0,9$	$88,5 \pm 3,6$	261 ± 27
B	$/\text{ГэВ}/\text{с} /^{-2}$	$111,2 \pm 1,0$	$150 \pm 2,5$	243 ± 89
$\chi^2/\text{ст.св}$		0,93	0,73	1,4
$ t _{\text{min}}$	$/\text{ГэВ}^2/\text{с}^2/$	0,00878	0,00878	0,00878
$ t _{\text{max}}$	$/\text{ГэВ}^2/\text{с}^2/$	0,175	0,0862	0,0535

III. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измеренные дифференциальные сечения показаны на рис.4 вместе с сечениями, рассчитанными по ДТМР с использованием модели "роя" /см. Приложение/. Их поведение в зависимости от t имеет дифракционный характер, что особенно хорошо видно из рис.5, где представлены отнормированные сечения $\Phi_{\alpha A} = \frac{d\sigma}{dt} / \frac{d\sigma}{dt}(0)$ в зависимости от $\tau = -4Bt$. В качестве $\frac{d\sigma}{dt}(0)$ и B были взяты экспериментальные оценки из табл.2. Переменные Φ , τ хорошо известны как переменные "геометрического" скейлинга /12/.

Из рис.4 видно, что теория в целом воспроизводит t -зависимость и величину измеренных сечений. Доля квазиупругого рассеяния /штрих-пунктирные линии/ в области "дифракционного конуса" невелика, но с ростом $|t|$ возрастает и за 1-м минимумом становится заметной.

Для детального сравнения рассчитанных дифференциальных сечений с измеренными на рис.6 представлены отношения $R_{\alpha A} = \frac{d\sigma}{dt}_{\text{эксп}} / \frac{d\sigma}{dt}_{\text{расч}}$ в зависимости от τ . Из этого рисунка видно следующее. 1/ Отношения $R_{\alpha A}(\tau)$ в отдельных интервалах τ отклоняются от единицы на десятки процентов. 2/ В пределах экспериментальных погрешностей поведение $R_{\alpha A}$ одинаково для разных ядер-мишеней. Поэтому расхождение между экспериментом и теорией

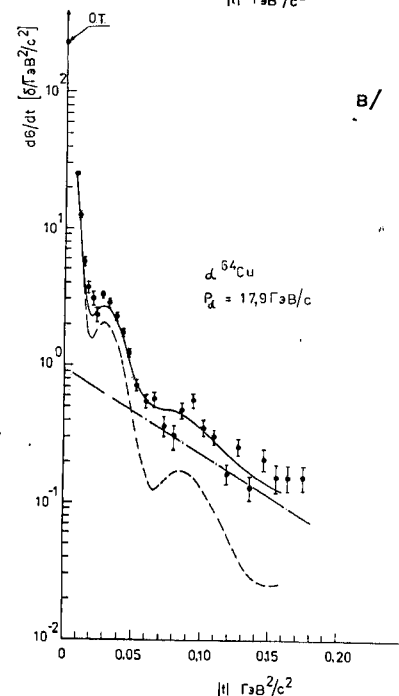
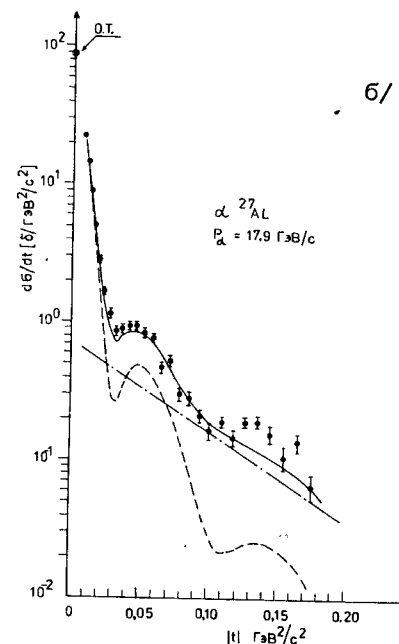
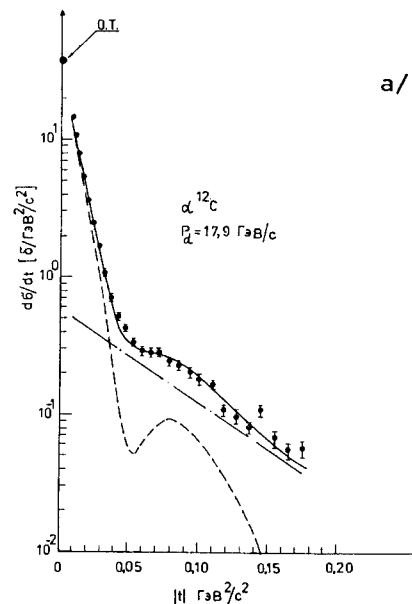


Рис.4. Дифференциальные сечения суммарного /упругого + квазиупругого/ рассеяния α -частицы на ядрах углерода /а/, алюминия /б/ и меди /в/. Штриховые линии - рассчитанные в модели "роя" /см. Приложение/ сечения упругого αA -рассеяния, штрих-пунктирные линии - сечения квазиупругого /с возбуждением мишени/ рассеяния, сплошная линия - суммарное дифференциальное сечение.

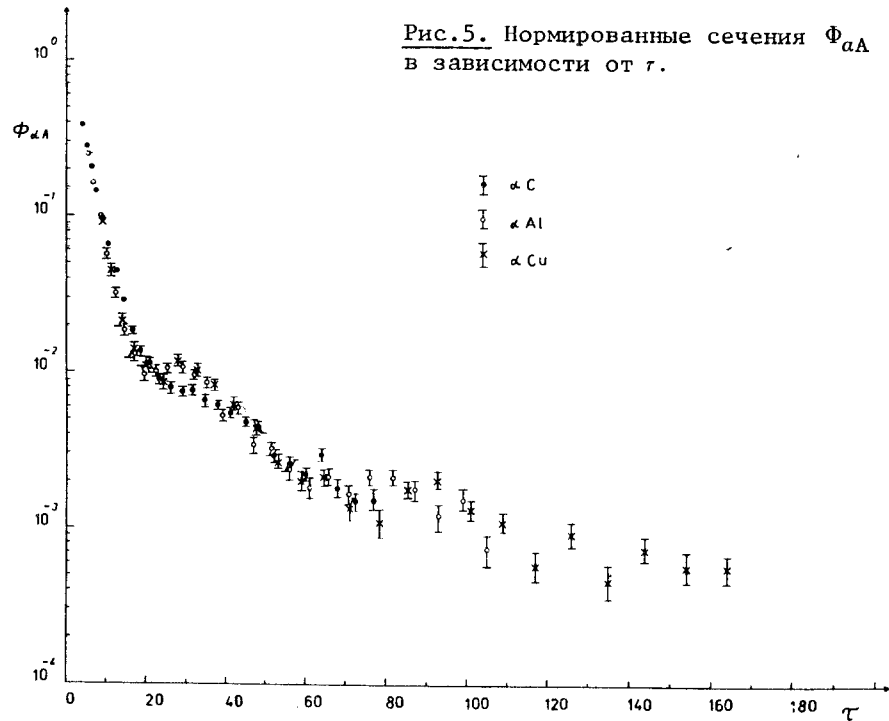


Рис.5. Нормированные сечения $\Phi_{\alpha A}$ в зависимости от τ .

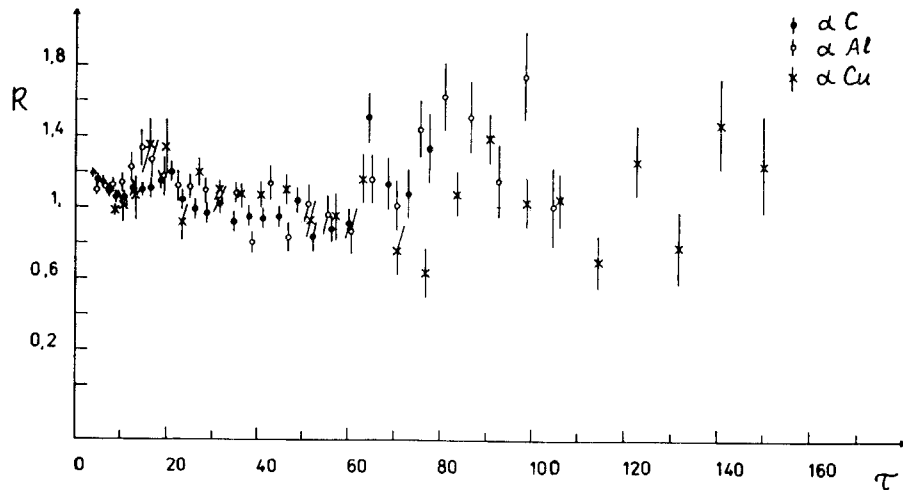


Рис.6. Отношения $R_{\alpha A}$ /см. текст/ в зависимости от τ .

вряд ли связано с пренебрежением в расчетах A -зависимыми поправками/например, поправками $\sim 1/2 A$ к оптическому приближению по атомному номеру ядра-мишени, эффектами несферичности ядер-мишеней и т.п./.

3/ Области наибольших отклонений R от единицы соответствуют окрестностям минимумов дифференциальных сечений /см. рис.5 и 6/. Похожее поведение R наблюдалось в экспериментах по $d\sigma/d\Omega$, $d\sigma/d\Omega$, $\rho\alpha$ -рассеянию при высоких энергиях /7,8/, где оно связывалось с поправками на неупругое экранирование к ДТМР. Возможно, что в случае αA -рассеяния наблюдаемое расхождение теории и эксперимента обусловлено неполным учетом эффектов экранирования /упругого и/или неупругого/ при расчете сечений упругого αA -рассеяния, а также довольно грубым характером использованного способа расчета сечений квазиупругого рассеяния. /На это указывают результаты работы /13/, где демонстрируется наличие структуры дифракционного типа в квазиупругом рассеянии/.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируем основные результаты работы.

1. Впервые измерены дифференциальные сечения суммарного, упругого и квазиупругого, рассеяния α -частиц на ядрах ^{12}C , ^{27}Al , $^{63,5}\text{Cu}$ при импульсе α -частиц 17,9 ГэВ/с в интервале переданных импульсов $0,009 \leq |t| \leq 0,175$ /ГэВ/с² с систематической ошибкой нормировки не более 3%. Получены оценки характеристик αA -рассеяния $(\frac{d\sigma}{dt}(0), B)$, которые соответствуют опубликованным ранее /9,10,14/.

Показано, что данные, полученные на разных ядрах, удобно сопоставлять в переменных "геометрического" скейлинга

$$\Phi_{\alpha A} = \frac{d\sigma}{dt} / \frac{d\sigma}{dt}(0) \quad \text{и} \quad \tau = -4Bt.$$

2. Проведено сравнение полученных результатов с расчетами по ДТМР Глаубера-Ситенко. Лучшее согласие с экспериментом достигается в модели "роя"/6/ для α -частицы. Из расчетов следует, что относительный вклад квазиупругого рассеяния невелик в области дифракционного конуса, но за 1-м минимумом он становится заметным.

3. Анализ поведения отношений $R_{\alpha A} = \frac{d\sigma}{dt} \text{эксп} / \frac{d\sigma}{dt} \text{расч}$ показывает, что:

- величина и поведение отношений $R_{\alpha A}$ в зависимости от τ не зависит от атомного номера ядра-мишени в пределах экспериментальных погрешностей,

- расхождение между расчетом и экспериментом достигает десятков процентов в окрестностях дифракционных минимумов.

По-видимому, это обусловлено недостаточно полным учетом эффектов экранирования и несовершенством использованного способа расчета сечений квазиупругого /с возбуждением мишени/ αA -рассеяния.

Авторы выражают благодарность Г.Л.Мазному за помощь в создании программ обработки экспериментальных данных, Л.С.Золину, Л.А.Слепец, М.Н.Шумакову за помощь в подготовке и проведении измерений, С.Г.Басиладзе, Г.М.Сусовой, В.Н.Садовникову, А.П.Крячко за помощь в организации работы спектрометра на линии с ЭВМ, З.П.Мотиной и Р.Н.Петровой за большую помощь на всех этапах выполнения данной работы.

Авторы благодарны коллективам отделов Лаборатории высоких энергий ОИЯИ за обеспечение хорошей работы ЭВМ и синхротрона. Авторы признательны руководству лаборатории за поддержку и обеспечение возможностей проведения эксперимента.

ПРИЛОЖЕНИЕ

При вычислениях дифференциальных сечений рассеяния α -частиц ядрами ^{12}C , ^{27}Al , ^{64}Cu использовались стандартные предположения ДТМР о полноте системы волновых функций конечных состояний ядра-мишени, о некоррелированном распределении нуклонов в сталкивающихся ядрах, о применимости оптического приближения по атомному номеру ядра-мишени ^{14/}.

Амплитуда "элементарного" нуклон-нуклонного взаимодействия представлялась в стандартном виде:

$$\gamma_{NN}(b) = \frac{1}{4\pi B_{NN}} \sigma_{NN}^{\text{tot}} (1 - i\rho_{NN}) \exp(-b^2/2B_{NN}),$$

где $\sigma_{NN}^{\text{tot}} \approx 42$ мб; $\rho_{NN} \approx -0,43$; $B_{NN} = 7,62$ /ГэВ/с/ ⁻²; b - прицельный параметр.

Усредненные по изоспину значения полного сечения, отношения вещественной части амплитуды упругого рассеяния вперед к мнимой и параметра наклона взяты из компиляции ^{17/}.

Плотность распределения нуклонов в α -частице полагалась гауссовой:

$$\rho_{\alpha}(r) = (\pi R_{\alpha}^2)^{-3/2} \exp(-r^2/R_{\alpha}^2), \quad R_{\alpha} = 1,37 \text{ Фм},$$

а плотности ядер-мишеней - фермиевскими:

$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp[(r - R)/C]),$$

со значениями параметров, указанными в табл.3. Они взяты из работ ^{18/}.

При вычислениях сечений упругого αA -рассеяния использовались 3 основных приближения теории ядро-ядерного рассеяния:

Таблица 3

Мишень	^{12}C	^{27}Al	^{64}Cu
Р /Фм/	2,30	3,07	4,15
С /Фм/	0,42	0,52	0,55

1/ приближение "жесткой" α -частицы ^{5/}; 2/ оптическое приближение по атомному номеру налетающего ядра /альфа-частицы/, в рамках которого /с учетом указанного выше приближения $A_{\text{мишени}} \rightarrow \infty$ / можно получить замкнутое выражение для фазовых сдвигов ^{4/}; 3/ представление амплитуд αA -рассеяния в виде разложения в ряд по эффектам взаимного экранирования нуклонов в альфа-частице /т.н. модель "роя" ^{6/}, или "ряд по теневым эффектам" /, которое в отличие от моделей 1/ и 2/ позволяет рассчитывать амплитуды αA -рассеяния в принципе с любой наперед заданной точностью. Мы ограничились приближенным учетом эффектов парного экранирования; проведенные оценки высших "теневого" поправок показали их малость /в среднем /2 + 4%/ в зависимости от мишени/.

Вычисления дифференциальных сечений квазиупругого рассеяния $\frac{d\sigma}{dt}_{\text{qel}}$ в модели "жесткой" α -частицы дают результаты, неопределенность которых сравнима с величиной рассчитываемых сечений. Процедура расчета $\frac{d\sigma}{dt}_{\text{qel}}$ в модели "роя" является достаточно громоздкой и малоэффективной. Поэтому $\frac{d\sigma}{dt}_{\text{qel}}$ представлялись в виде $\frac{d\sigma}{dt}_{\text{qel}}(0) \exp(B_{\text{qel}} t)$, а величины $\frac{d\sigma}{dt}_{\text{qel}}(0)$ и B_{qel} , приведенные в табл.4, рассчитывались в оптическом приближении 2/ с учетом первой поправки $\sim 1/2 A$ к этому приближению.

Таблица 4

	^{12}C	^{27}Al	^{64}Cu	
$\frac{d\sigma}{dt}_{\text{qel}}(0)$	б/ ГэВ ² /с ²	0,565	0,735	0,960
B_{qel}	/ГэВ/с/ ⁻²	16,4	15,7	15,1

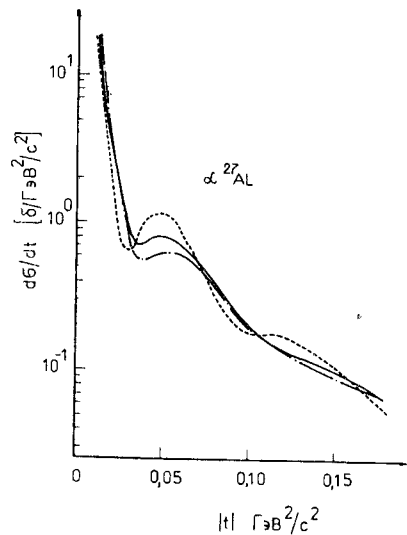


Рис.7. Сравнение результатов расчетов сечений $\alpha^{27}\text{Al}$ рассеяния для приближений, описанных в тексте.

Учитывались поправки, связанные с корреляцией центра масс нуклонов в α -частице^{/14/}, но не в ядре-мишени, т.к. последние не сказываются на величине суммарного /упругое + квазиупругое/ сечения адрон-ядерного и ядро-ядерного взаимодействия^{/16/}.

Кулоновские эффекты учитывались приближенно^{/15/}, добавлением к фазовым сдвигам чисто ядерного рассеяния кулоновских фазовых сдвигов. Следует отметить, что влияние кулоновского взаи-

модействия в случае ядро-ядерного рассеяния не ограничивается только областью очень малых значений переданного импульса, но сказывается и на заполнении дифракционных минимумов, равно как и на высоте высших дифракционных максимумов.

На рис.7 представлены результаты расчетов $\alpha^{27}\text{Al}$ -рассеяния в рамках описанных моделей. Приближение "жесткой" α -частицы /пунктирная кривая/, в котором отсутствует эффекты виртуального возбуждения α -частицы в процессе рассеяния, предсказывает более резкую t -зависимость сечений αA -рассеяния, чем модель "роя" и оптическое приближение по A_α . Оптическое приближение по атомному номеру α -частицы /штриховая кривая/ дает заниженные значения сечений αA -рассеяния в окрестности 2-го дифракционного максимума по сравнению с моделью "роя". Сопоставление рис.7 с рис.4 показывает, что модель "роя" /сплошная кривая/ описывает экспериментальные данные лучше, чем остальные приближения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Czyż W. Report No.697/PL/PN, Krakow, 1970.
2. Kopeliovich B.Z. et al. ОИЯИ, E2-81-631, Дубна, 1981; Замолодчиков А.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, с. 612; Копелиович Б.З., Лапидус Л.И. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, с. 309.

3. Kofoed-Hansen O. Nuovo Cim., 1969, 60A, p. 621; Formanek J. Nucl.Phys., 1969, B12, p. 441; Harrington D.R. Pagnamenta A. Phys.Rev., 1969, 184, p. 1908; Czyż W., Maximon L.C. Ann.Phys., 1969, 52, p. 59.
4. Андреев И.В. Препринт ФИАН №92, М., 1976; Андреев И.В., Чернов А.В. Препринт ФИАН №190, М., 1977; Андреев И.В., Чернов А.В. ЯФ, 1978, с.477, с. 1499; Пак А.С. и др. ОИЯИ, E2-11635, Дубна, 1978; Пак А.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с. 314; Пак А.С. и др. ЯФ, 1979, 30, с. 102, с. 343.
5. Chaumeaux A. et al. Nucl.Phys., 1976, A267, p. 413; Alkhozov G.D. et al. Nucl.Phys., 1977, A280, p. 365.
6. Fäldt G., Hulthage I. Nucl. Phys., 1979, A316, p. 253.
7. Goggi G. et al. Nucl.Phys., 1979, B149, p. 381.
8. Vujak A. et al. ОИЯИ, E1-81-289, Дубна, 1981; Phys.Rev., 1981, D23, p. 1895.
9. Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, P1-10565, Дубна, 1977.
10. Аблеев В.Г. и др. Доклад 448/A6-5 в кн.: Труды XVIII Международной конф. по физике высоких энергий /Тбилиси, 1976/, ОИЯИ, D1-2-10400, Дубна, 1977; Аблеев В.Г. и др., в кн.: Proceeding of the Intern. Conf. on Nucl.Phys., August 24-30, 1980, Berkeley, Cal., Berkeley, California, 1980, v. 1, Abstract, p. 71.
11. Аблеев В.Г. и др. ПТЭ, 1978, 2, с. 63.
12. Singh V., Roy S.M. Phys.Rev., 1970, D1, p. 2638; Dias de Deus J. Nucl.Phys., 1973, B59, p. 231.
13. Duflo J. et al. Nucl.Phys., 1981, A356, p. 427.
14. Jaros J. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p. 2273.
15. Czyż W., Lesniak L. Phys.Lett., 1976, 24B, p. 227.
16. Бободжанов И.Б. и др. ОИЯИ, P2-80-596, Дубна, 1980.
17. Benary O. et.al. Part.Data Group, UCRL-20000 NN, Berkeley, 1970.
18. Элтон Л. Размеры ядер. ИЛ, М., 1962, с. 45; Franco V. Phys.Rev., 1972, C6, p. 748.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 марта 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

D1,2-9224	IV Международный семинар по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975.	3 р. 60 к.
D-9920	Труды Международной конференции по избранным вопросам структуры ядра. Дубна, 1976.	3 р. 50 к.
D9-10500	Труды II Симпозиума по коллективным методам ускорения. Дубна, 1976.	2 р. 50 к.
D2-10533	Труды X Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Баку, 1976.	3 р. 50 к.
D13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
D17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
D6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.

Аблеев В.Г. и др. Рассеяние альфа-частиц с импульсом 17,9 ГэВ/с на ядрах углерода, алюминия и меди 1-82-174

Измерены дифференциальные сечения упругого и квазиупругого рассеяния альфа-частиц с импульсом 17,9 ГэВ/с на ядрах углерода, алюминия и меди в интервале передач $0,009 \leq |t| \leq 0,175 \text{ ГэВ/с}^2$. Полученные данные сопоставляются между собой в переменных "геометрического" скейлинга и анализируются в рамках дифракционной теории многократного рассеяния Глаубера-Ситенко. Обсуждаются возможные причины выявленных расхождений с теорией.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Ableev V.G. et al. Alpha-Particle Scattering at 17.9 GeV/c on Carbon Nuclei Aluminium and Copper 1-82-174

Differential cross sections of elastic and quasielastic alpha-particle scattering at 17.9 GeV/c on carbon, aluminium and copper nuclei have been measured in the region of momentum transfers $0.009 \leq |t| \leq 0.175 \text{ (GeV/c)}^2$. A comparison between the data is made in terms of the "geometrical" scattering variables. The data are analyzed in the framework of the Glauber-Sitenko diffraction multiple scattering theory. Possible reasons for elicited disagreement with the theory are discussed.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.

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