

## РАССЕЯНИЕ $\alpha$ -ЧАСТИЦ С ИМПУЛЬСОМ 17,9 ГэВ/с НА ЯДРАХ С, Аl и Сu

АБЛЕЕВ В. Г.<sup>1)</sup>, БОДЯГИН В. А.<sup>1)</sup>, ВОРОБЬЕВ Г. Г., ЗАПОРОЖЕЦ С. А.,  
НОМОФИЛОВ А. А., ПИСКУНОВ Н. М., СИТНИК И. М., СТРОКОВСКИЙ Е. А.,  
СТРУНОВ Л. Н., ТАРАСОВ А. В., ФИЛИПЦОВСКИ А.<sup>2)</sup>, ХРИСТОВА И. У.<sup>3)</sup>,  
ШАРОВ В. И.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 22 марта 1982 г.)

Измерены дифференциальные сечения упругого и квазиупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц с импульсом 17,9 ГэВ/с на ядрах С, Аl и Сu в интервале передач  $0,009 \leq |t| \leq 0,175$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. 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.

### 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 конститuentы 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? Для ответа на него мы приводим результаты измерений дифференциальных сечений суммарного упругого и квазиупругого (с возбуждением мишени) рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах С, Аl и Сu при импульсе  $\alpha$ -частиц 17,9 ГэВ/с в интервале передач  $0,009 \leq |t| \leq 0,175$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Предварительные данные были опубликованы ранее в виде сообщения ОИЯИ [9] и докладов [10]. В разд. 2 кратко описана методика измерений и обработки накопленной экспериментальной информации (подробно освещенная в работах [9, 11]), а также даны таблицы дифференциальных сечений. В разд. 3 они сравниваются с результатами расчетов, выполненных на основе приближенных

<sup>1)</sup> НИИЯФ МГУ, Москва.

<sup>2)</sup> ИЯИ, Варшава.

<sup>3)</sup> ФТИ, Душанбе.

методов [3–6]. Обсуждаются причины выявленных расхождений. В разд. 4 суммируются итоги работы, а в Приложении излагаются основные посылки, использованные при проведении расчетов.

## 2. Получение экспериментальных данных и их обработка

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

Магнитный спектрометр «Альфа» [11], схема которого показана на рис. 1, работал на линии с ЭВМ БЭСМ-4. Он содержал многопроволочные

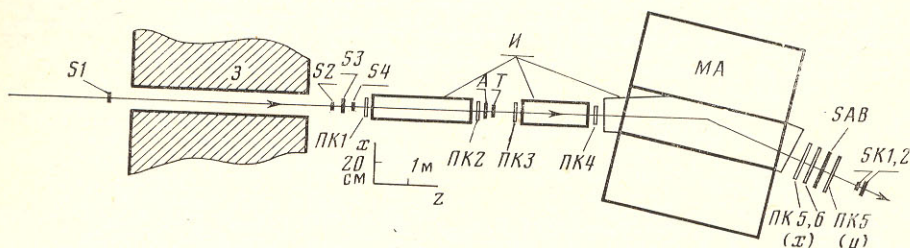


Рис. 1. Схема спектрометра для измерений дифференциальных сечений рассеяния  $\alpha$ -частиц ядрами. *ПК* — пропорциональные камеры, *S*, *SAB* — сцинтилляционные счетчики, *SK* — счетчики для контроля за работой аппаратуры, *A* — сцинтилляционный счетчик с отверстием  $\varnothing 5$  см в центре, *T* — мишень, *З* — защита, *МА* — анализирующий магнит, *И* — ионопроводы с гелиевым наполнением

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  $G = S_1 \wedge S_2 \wedge S_4 \wedge \bar{A}$ , 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  $\theta$ , больший угла отсечки  $\theta_0$ . Угол отсечки в данном эксперименте составлял 4 мрад. Сигнал «заряд частицы  $> 1$ » формировался, когда амплитуда импульса от счетчика *SAB* превышала установленный порог.

В ЭВМ передавалась координатная информация от пропорциональных камер, информация о потоке мониторных частиц, сигналы о срабатывании сцинтилляционных счетчиков установки и информация об амплитудах сигналов со счетчика *SAB* (для определения заряда рассеявшихся частиц) и *S<sub>3</sub>* (для контроля за величиной заряда мониторных частиц).

Было зарегистрировано примерно равное число событий упругого рассеяния с отбором по условиям *TR1* и *TR2*. Для контроля за качеством работы установки, определения ее характеристик и необходимых при восстановлении треков констант  $\sim 20\%$  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 ( $\sim 10$  циклов ускорителя), что обеспечивало корректный учет эффективности спектрометра при возможных изменениях условий эксперимента.

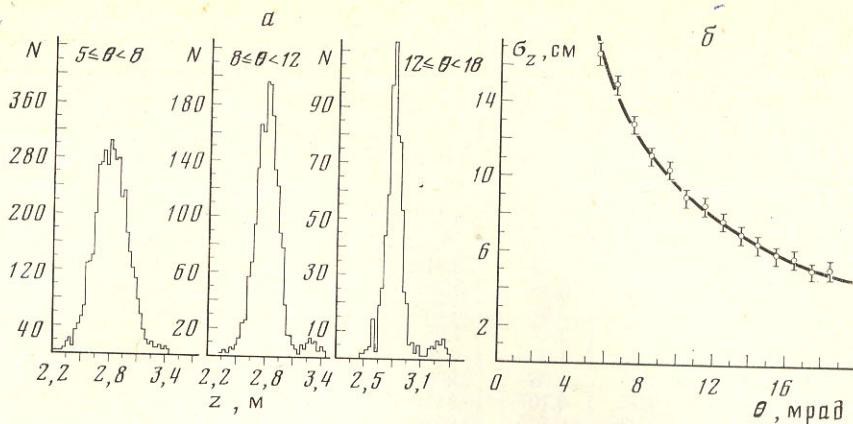


Рис. 2

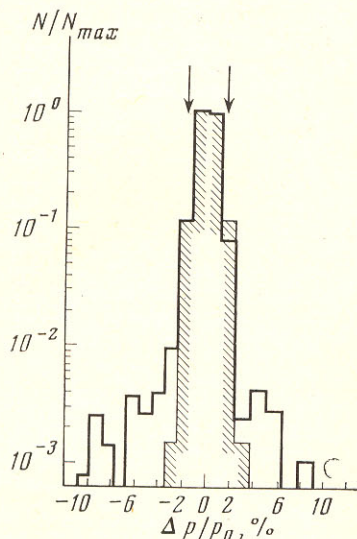


Рис. 3

Рис. 2. а — распределение событий по величине  $z$ -координаты точки взаимодействия для разных интервалов углов рассеяния  $\theta$ , мрад. Область мишени (углеродной) определяется условием  $|z - z_T| \leq 3\sigma_z(\theta)$ . б — зависимость разрешения установки по  $z$ -координате от угла рассеяния. Кривая соответствует зависимости  $\sigma_z = (96,3 \pm 0,9) / \theta$

Рис. 3. Импульсный спектр  $\alpha$ -частиц, рассеянных на медной мишени в интервале углов  $5 \leq \theta \leq 8$  мрад. Стрелками указаны границы области «упругого» пика  $|p_0 - p| \leq \approx 360$  МэВ/с. Штриховкой оттенена гистограмма, соответствующая функции импульсного разрешения  $\exp(-\Delta p^2 / 2\sigma_p^2)$ , где  $\Delta p = p_0 - p$ . Здесь  $p$  — импульс регистрируемой  $\alpha$ -частицы

Облучались мишени естественного изотопного состава толщиной  $2,00 \pm 0,01$  г/см<sup>2</sup> С,  $1,46 \pm 0,01$  г/см<sup>2</sup> Al и  $1,37 \pm 0,01$  г/см<sup>2</sup> Си.

Разрешение установки по углу рассеяния  $\theta$  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 единицы.

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

Дифференциальные сечения  $d\sigma/dt$  (бн·(ГэВ/с)<sup>-2</sup>)  $\alpha$ A-рассеяния при импульсе 17,9 ГэВ/с

θ, мрад	t , (ГэВ/с) <sup>2</sup>	<sup>12</sup> C		<sup>27</sup> Al		<sup>64</sup> Cu	
		наблюдаемое	с учетом поправок	наблюдаемое	с учетом поправок	наблюдаемое	с учетом поправок
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	11,00±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	5,72±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
10,35	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
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	—	—

Доля неупругих событий с рождением пионов под пиком «упругого» рассеяния (см. рис. 3) не превышала 3%.

Дифференциальные сечения, найденные в результате выполнения описанной процедуры, и их статистические ошибки приведены в столбцах 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 погрешность, связанная 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,  $\sigma$  — мода релеевского 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

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

Параметр	$\alpha$ $^{12}\text{C}$	$\alpha$ $^{27}\text{Al}$	$\alpha$ $^{64}\text{Cu}$
$(d\sigma/dt)_{t=0}$ , бн. $(\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$38,0 \pm 0,9$	$88,5 \pm 3,6$	$261 \pm 27$
$B$ , $(\text{ГэВ}/c)^{-2}$	$111,2 \pm 1,0$	$150 \pm 2,5$	$243 \pm 89$
$\chi^2/\text{ст. св.}$	0,93	0,73	1,4
$ t _{\min}$ , $(\text{ГэВ}/c)^2$	0,00878	0,00878	0,00878
$ t _{\max}$ , $(\text{ГэВ}/c)^2$	0,175	0,0862	0,0534

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 С,  $\approx 4\%$  для Al и  $\approx 3\%$  для Cu. Поэтому эффектами рассеяния более высокой кратности мы пренебрегли.

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

Из этих данных мы определили характеристики  $\alpha A$ -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

$$\Phi = |a_1 \exp(-1/2 b_1 t) + a_2 \exp(-1/2 b_2 t + i\varphi)|^2.$$

Фаза  $\varphi$  определялась при предварительной подгонке и затем фиксировалась. Точки, отмеченные в табл. 1 звездочкой, имели значение  $\chi^2$ , резко отличающееся от среднего, и были исключены из данных для фита. Интервал  $t$ , по которому проводилось фитирование, ограничивался сверху положением второго дифракционного минимума. Его границы указаны в табл. 2. Полученные значения характеристик  $\alpha A$ -рассеяния приведены также в табл. 2. Они согласуются в пределах ошибок с опубликованными ранее [9, 10, 12].

### 3. 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, на котором представлены отнормированные сечения  $\Phi_{\alpha A} = (d\sigma/dt) / (d\sigma/dt)_{t=0}$  в зависимости от  $\tau = -4Bt$ . В качестве  $d\sigma(0)/dt$  и  $B$  были взяты экспериментальные оценки из табл. 2. Переменные  $\Phi$ ,  $\tau$  хорошо известны как переменные «геометрического» скейлинга [13].

Из рис. 4 видно, что теория в целом воспроизводит  $t$ -зависимость и величину измеренных сечений. Доля квазиупругого рассеяния (штрихпунктирные линии) в области «дифракционного конуса» невелика, но с ростом  $|t|$  возрастает и за первым минимумом становится заметной.

Для детального сравнения рассчитанных дифференциальных сечений с данными на рис. 6 представлены отношения  $R_{\alpha A} = (d\sigma/dt)_{\text{эксп}} / (d\sigma/dt)_{\text{расч}}$  в зависимости от  $\tau$ . Из этого рисунка видно следующее:

1) отношения  $R_{\alpha A}(\tau)$  в отдельных интервалах  $\tau$  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 вряд ли связано с пренебрежением в расчетах  $A$ -зависимыми поправками (например, поправками  $\sim 1/2A$  к оптическому приближению

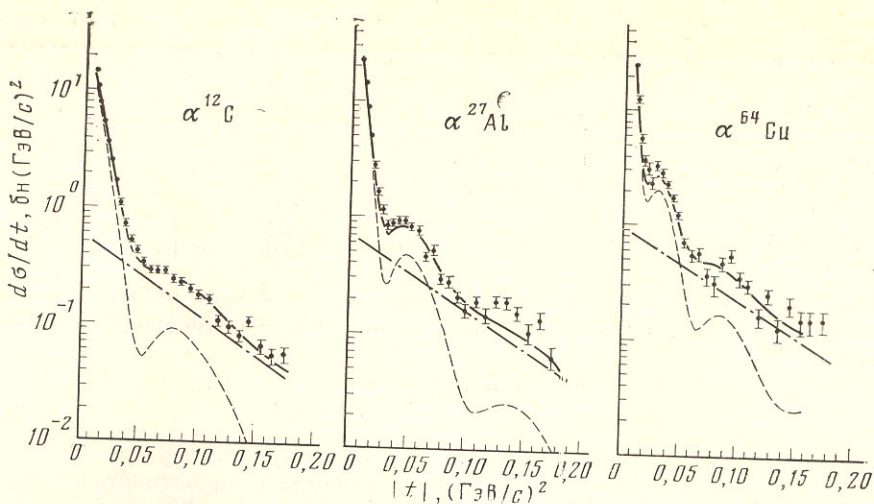


Рис. 4. Дифференциальные сечения суммарного (упругого+квазиупругого) рассеяния  $\alpha$ -частицы на ядрах С, Al и Cu. Штриховые линии — рассчитанные в модели «роя» (см. Приложение) сечения упругого  $\alpha$ -рассеяния, штрихпунктирные — сечения квазиупругого (с возбуждением мишени) рассеяния, сплошная линия — суммарное дифференциальное сечение

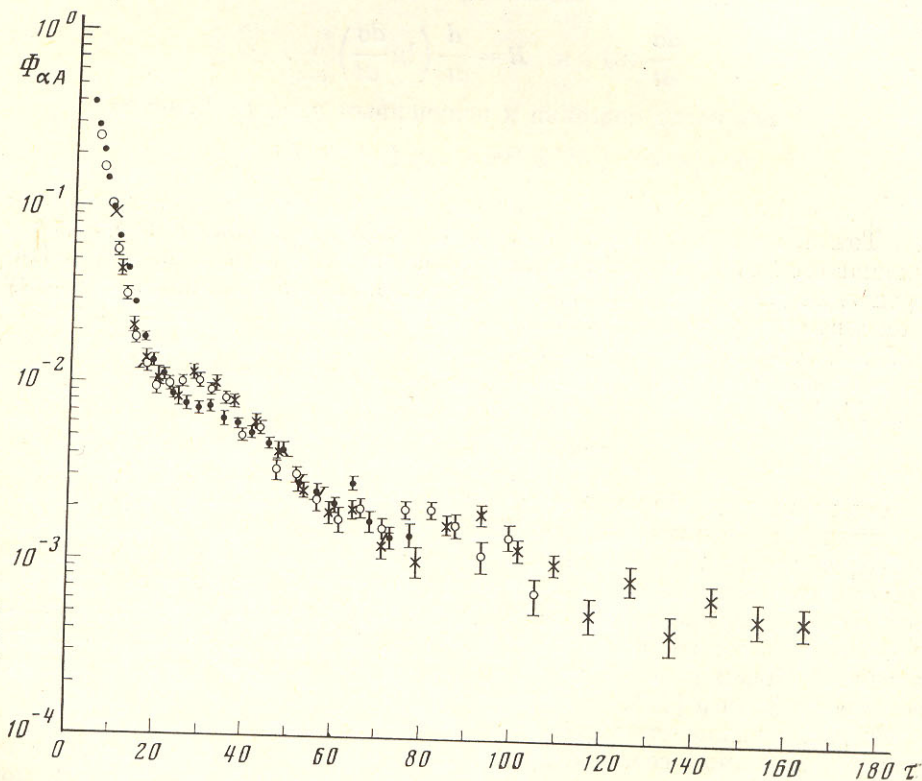


Рис. 5. Нормированные сечения  $\Phi_{\alpha A}$  в зависимости от  $\tau$ . Точки: ● —  $\alpha$ С, ○ —  $\alpha$ Al, × —  $\alpha$ Сu

по ядру-мишени, эффектами несферичности ядер-мишеней и т. п.); 3) области наибольших отклонений  $R$  от единицы соответствуют окрестностям минимумов дифференциальных сечений (ср. рис. 5, 6). Похожее поведение  $R$  наблюдалось в экспериментах по  $dp$ -,  $dd$ -,  $p\alpha$ -рассеянию при высоких энергиях [7, 8], где оно связывалось с поправками на неупругое экранирование к ДТМР. Возможно, что в случае  $\alpha A$ -рассеяния наблюдаемое

расхождение теории и эксперимента обусловлено неполным учетом эффектов экранирования (упругого и (или) неупругого) при расчете сечений упругого  $\alpha A$ -рассеяния, а также довольно грубым характером использованного способа расчета сечений квазиупругого рассеяния. На это указывают результаты работы [14], в которой демонстрируется наличие структуры дифракционного типа в квазиупругом рассеянии.

#### 4. Заключение

Суммируем основные результаты работы.

1. Впервые измерены дифференциальные сечения суммарного упругого и квазиупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{63,65}\text{Cu}$  при импульсе  $\alpha$ -частиц 17,9 ГэВ/с в интервале переданных импульсов  $0,009 \leq |t| \leq 0,175$  (ГэВ/с) $^2$  с систематической ошибкой нормировки не более

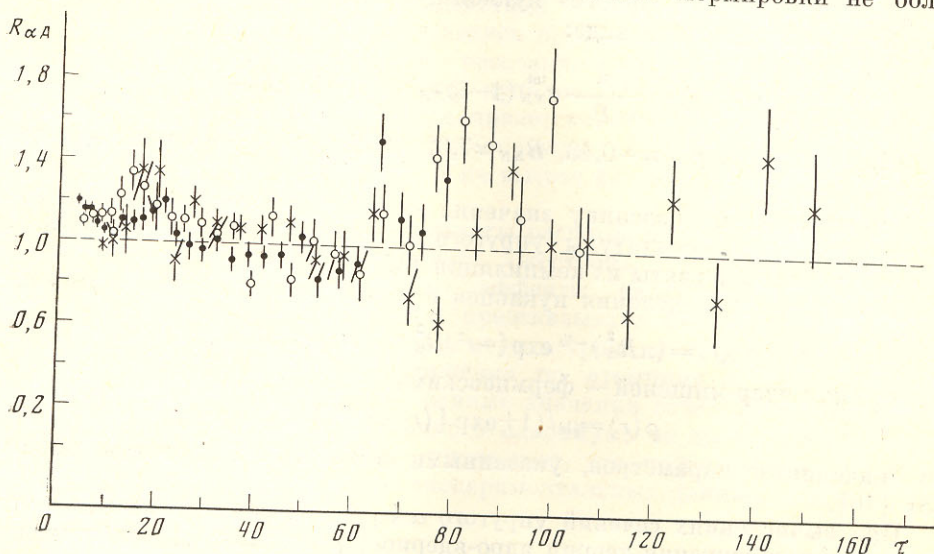


Рис. 6. Отношения  $R_{\alpha A}$  (см. текст) в зависимости от  $\tau$ . Точки, как на рис. 5

3%. Получены оценки характеристик  $\alpha A$ -рассеяния ( $d\sigma(0)/dt$ , B), которые соответствуют опубликованным ранее [9, 10, 12].

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  $\alpha$ -частицы. Из расчетов следует, что относительный вклад квазиупругого рассеяния невелик в области дифракционного конуса, но за первым минимумом он становится заметным.

3. Анализ поведения отношений  $R_{\alpha A} = (d\sigma/dt)_{\text{эксп}} / (d\sigma/dt)_{\text{расч}}$  показывает, что величина и поведение отношений  $R_{\alpha A}$  в зависимости от  $\tau$  не зависят 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)  $\alpha A$ -рассеяния.

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

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

## ПРИЛОЖЕНИЕ

При вычислениях дифференциальных сечений рассеяния  $\alpha$ -частиц ядрами  $^{12}\text{C}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{64}\text{Si}$  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 [4].

Амплитуда «элементарного» нуклон-нуклонного взаимодействия представлялась в стандартном виде:

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

где  $\sigma_{NN}^{tot} \approx 42$  мбн,  $\rho_{NN} \approx -0,43$ ,  $B_{NN} \approx 7,62$  (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 [15].

Плотность распределения нуклонов в  $\alpha$ -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 [16].

При вычислениях сечений упругого  $\alpha A$ -рассеяния использовались три основных приближения теории ядро-ядерного рассеяния: 1) приближение «жесткой»  $\alpha$ -частицы [5], 2) оптическое приближение по атомному номеру налетающего ядра ( $\alpha$ -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  $\alpha A$ -рассеяния в виде разложения в ряд по эффектам взаимного экранирования нуклонов в  $\alpha$ -частице — так называемая модель «роя» [6] или «ряд по теневым эффектам», которое позволяет рассчитывать амплитуды  $\alpha A$ -рассеяния в принципе с любой заранее заданной точностью в отличие от моделей 1) и 2). Мы ограничились приближенным учетом эффектов парного экранирования; проведенные оценки высших «теневых» поправок показали их малость (в среднем 2—4% в зависимости от мишени).

Вычисления дифференциальных сечений квазиупругого рассеяния  $(d\sigma/dt)_{\text{qel}}$  в модели «жесткой»  $\alpha$ -частицы дает результаты, неопределенность которых сравнима с величиной рассчитываемых сечений. Процедура расчета  $(d\sigma/dt)_{\text{qel}}$  в модели «роя» является достаточно громоздкой и малоэффективной. Поэтому  $(d\sigma/dt)_{\text{qel}}$

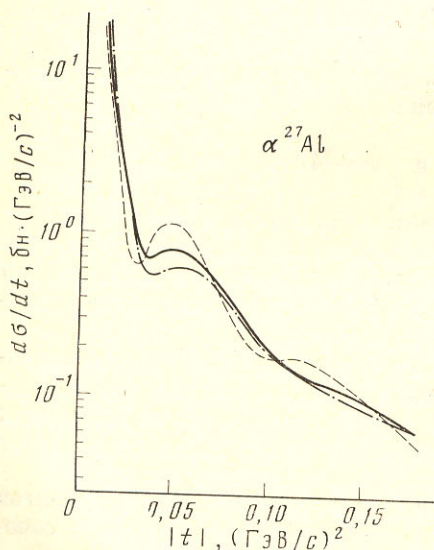


Рис. 7. Сравнение результатов расчетов сечений  $\alpha^{27}\text{Al}$  рассеяния для приближений, описанных в тексте

рассчитываемых сечений. Процедура расчета  $(d\sigma/dt)_{\text{qel}}$  в модели «роя» является достаточно громоздкой и малоэффективной. Поэтому  $(d\sigma/dt)_{\text{qel}}$



Параметр, ФМ	<sup>12</sup> C	<sup>27</sup> Al	<sup>64</sup> Cu
R	2,30	3,07	4,15
C	0,42	0,52	0,55

Параметр	<sup>12</sup> C	<sup>27</sup> Al	<sup>64</sup> Cu
$(d\sigma/dt)_{qel, t=0}$ , бн·(ГэВ/с) <sup>-2</sup>	0,565	0,735	0,960
$B_{qel}$ , (ГэВ/с) <sup>-2</sup>	16,4	15,7	15,1

представлялись в виде  $(d\sigma/dt)_{qel}(0) \exp(B_{qel}t)$ , а величины  $(d\sigma/dt)_{qel}(0)$  и  $B_{qel}$ , приведенные в табл. 4, рассчитывались в оптическом приближении 2) с учетом первой поправки типа  $1/2A$ .

Учитывались поправки, связанные с корреляцией центра масс нуклонов в  $\alpha$ -частице [3, 18], но не в ядре-мишени, так как последние не сказываются на величине суммарного (упругое + квазиупругое) сечения адрон-ядерного и ядро-ядерного взаимодействия [17].

Кулоновские эффекты учитывались приближенно [18] добавлением к фазовым сдвигам чисто ядерного рассеяния кулоновских фазовых сдвигов. Следует отметить, что влияние кулоновского взаимодействия 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»  $\alpha$ -частицы (пунктирная кривая), в котором отсутствуют эффекты виртуального возбуждения  $\alpha$ -частицы в процессе рассеяния, предсказывает более резкую  $t$ -зависимость сечений  $\alpha A$ -рассеяния, чем модель «роя» и оптическое приближение по  $A_\alpha$ . Оптическое приближение по атомному номеру  $\alpha$ -частицы (штриховая кривая) дает заниженные значения сечений  $\alpha A$ -рассеяния в окрестности второго дифракционного максимума по сравнению с моделью «роя». Сопоставление с рис. 4 показывает, что модель «роя» (сплошная кривая) дает лучшее описание экспериментальных данных, чем остальные приближения.

### Литература

1. Czyż W. Report № 697/PL/PH, Krakow, 1970.
2. Kopeliovich B. Z. et al. JINR, E2-81-631, 1981. Замолотчиков А. Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 612. Копелиович Б. З., Липидус Л. И. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 309.
3. Kofoed-Hansen O. Nuovo Cim., 1969, 60A, 621. Formanek J. Nucl. Phys., 1969, B12, 441. Harrington D. R., Pagnamenta A. Phys. Rev., 1969, 184, 1908. Czyż W., Maximon L. C. Ann. Phys., 1969, 52, 59.
4. Андреев И. В. Препринт ФИАН СССР, № 92, М., 1976. Андреев И. В., Чернов А. В. Препринт ФИАН СССР, № 190, М., 1977. Андреев И. В., Чернов А. В. ЯФ, 1978, 28, 477, 1499. Пак А. С. и др. ОИЯИ, E2-11635, 1978. Пак А. С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, 314. Пак А. С. и др. ЯФ, 1979, 30, 102, 343.
5. Chaumeaux A. et al. Nucl. Phys., 1976, A267, 413. Alkhasov G. D. et al. Nucl. Phys., 1977, A280, 365.
6. Fäldt G., Hulthage I. Nucl. Phys., 1979, A316, 253.
7. Goggi G. et al. Nucl. Phys., 1979, B149, 381.
8. Вуяк А. et al. ОИЯИ, E1-81-289, 1981; Phys. Rev., 1981, D23, 1895.
9. Аблеев В. Г. и др. ОИЯИ, P1-10565, 1977.
10. Аблеев В. Г. и др. Докл. 448/A6-5. В кн.: Тр. XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий (Тбилиси, 1976). ОИЯИ, Д1, 2-10400, 1977. Ableev V. G. et al. In: Proc. Intern. Conf. on Nucl. Phys. V. 1. Abstract. Berkeley, Calif., 1980, p. 71.
11. Аблеев В. Г. и др. ПТЭ, 1978, 2, 63.
12. Jaros J. et al. Phys. Rev., 1978, C18, 2273.
13. Singh V., Roy S. M. Phys. Rev., 1970, D1, 2638. Dias de Deus J. Nucl. Phys., 1973, B59, 231.
14. Duflo J. et al. Nucl. Phys., 1981, A356, 427.
15. Venary O. et al. Part. Data Group, UCRL-20 000 NN, Berkeley, 1970.
16. Элтон Л. Размеры ядер. М.: ИИЛ, 1962, с. 45. Franco V. Phys. Rev., 1972, C6, 748.
17. Бободжанов И. Б. и др. ОИЯИ, P2-80-596, 1980.
18. Czyż W., Lesniak L. Phys. Lett., 1976, 24B, 227.

SCATTERING OF  $\alpha$  PARTICLES ON NUCLEI C, AL  
AND Cu AT THE MOMENTUM OF 17.9 GeV/c

ABLEEV V. G., BODYAGIN V. A., VOROBYEV G. G., ZAPOROZHETS S. A., NOMOFILOV A. A.,  
PISKUNOV N. M., SITNIK I. M., STROKOVSKY E. A., STRUNOV L. N., TARASOV A. V.,  
FILIPKOWSKI A., KHRISTOVA I. U., SHAROV V. I.

Differential cross sections of elastic and quasielastic scattering of 17.9 GeV/c  $\alpha$  particles on C, Al and Cu nuclei have been measured in the momentum transfer region  $0.009 \leq |t| \leq 0.175$  (GeV/c)<sup>2</sup>. The data obtained for different nuclei are represented in terms of the «geometrical scaling» variables, compared, and analysed in the framework of the Glauber - Sitenko diffraction multiple scattering theory. Possible reasons for revealed discrepancies with the theory are discussed. The work has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.