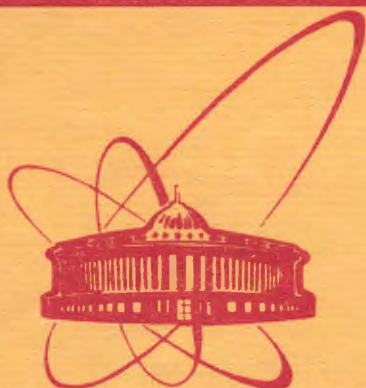


12186



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Экз. ЧИТ. ЗАЛА

1 - 12186

В.В.Авдейчиков, Г.Г.Безногих, В.А.Будилов,  
П.А.Девенски, Н.К.Жидков, Л.Ф.Кириллова,  
Х.М.Каназирски, В.А.Никитин, П.В.Номоконов,  
М.Шавловски, Т.Щепанковски

УПРУГОЕ  $\text{He-d}$  РАССЕЯНИЕ НА МАЛЫЕ УГЛЫ  
ПРИ ИМПУЛЬСАХ 9,0 И 19,8 ГэВ/с

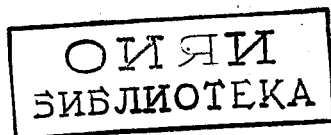
1979

1 - 12186

В.В.Авдейчиков,<sup>1</sup> Г.Г.Безногих, В.А.Будилов,  
П.А.Девенски, Н.К.Жидков, Л.Ф.Кириллова,  
Х.М.Каназирски,<sup>2</sup> В.А.Никитин, П.В.Номоконов,  
М.Шавловски,<sup>3</sup> Т.Шчепанковски<sup>3</sup>

УПРУГОЕ  $He-d$  РАССЕЯНИЕ НА МАЛЫЕ УГЛЫ  
ПРИ ИМПУЛЬСАХ 9,0 И 19,8 ГэВ/с

*Направлено в ЯФ*



<sup>1</sup> Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград

<sup>2</sup> Высший химико-технологический институт, София

<sup>3</sup> Институт ядерных исследований, Варшава

Авдейчиков В.В. и др.

1 - 12186

Упругое He-d рассеяние на малые углы при импульсах 9,0 и 19,8 ГэВ/с

Приведены результаты экспериментального исследования дифференциального сечения упругого He-d рассеяния при импульсах гелия 9,0 и 19,8 ГэВ/с в интервале квадратов переданных 4-импульсов  $0,0028 \leq |t| \leq 0,168$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Вычислены полное сечение ядерного He-d рассеяния, параметр наклона и отношение реальной части амплитуды упругого ядерного He-d рассеяния к мнимой.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Avdeichikov V.V.

1 - 12186

He-d Elastic Scattering at Small Angles for 9,0 and 19,8 GeV/c

The He-d elastic differential cross sections have been measured for incident helium laboratory momenta of 9,0 and 19,8 GeV/c in the momentum-transfer-squared range  $0,0028 \leq |t| \leq 0,168$  (GeV/c)<sup>2</sup>. Using a Glauber approach, we have determined the He-d nuclear total cross sections, the slope parameters and the ratios of the real to the imaginary part of the elastic He-d nuclear scattering amplitude.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования дифференциального сечения упругого He-d рассеяния при импульсах гелия 9,0 и 19,8 ГэВ/с в интервале квадратов переданных 4-импульсов  $0,0028 \leq |t| \leq 0,168$  /ГэВ/с<sup>2</sup>.

Анализ полученных данных проводился с помощью интерференционной формулы Бете<sup>1/</sup> в которой ядерная амплитуда выражалась по модели Глаубера<sup>2/</sup>. Определены параметры нуклон-нуклонной амплитуды, а также вычислены полное сечение ядерного He-d рассеяния, параметр наклона и отношение реальной части амплитуды упругого ядерного He-d рассеяния к мнимой.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент выполнен на пучке  $\alpha$ -частиц синхрофазотрона ОИЯИ методом многократного прохождения внутреннего пучка ускорителя через тонкую мишень<sup>3/</sup>. В данном эксперименте применялись мишени из дейтерированного полиэтилена толщиной  $0,3 \div 9,0$  мкм. Дейтроны отдачи от событий упругого рассеяния в мишени регистрировались кремниевыми полупроводниковыми детекторами типа Si(p)<sup>18/</sup>, расположенными на расстоянии 3,3 мот мишени под углами, близкими к 90° (по отношению к пучку). Детекторы имели толщину  $38 \div 3700$  мкм, площади  $\sim 1$  см<sup>2</sup> и энергетическое разрешение  $30 \div 50$  кэВ. При  $|t| \leq 0,08$  /ГэВ/с<sup>2</sup> частицы отдачи регистрировались 14 детекторами, при  $|t| > 0,08$  /ГэВ/с<sup>2</sup> использовались 7 телескопов, каждый из которых состоял из двух детекторов. В эксперименте регистрировались энергетические спектры вторичных частиц.

Применение телескопов позволило отделить дейтроны от других частиц, что значительно улучшило отношение эффекта к фону. Статистика набиралась при различных угловых положениях детекторов. В качестве мониторов использовались три сцинтилляционных телескопа, направленных на мишень.

Подробно аппаратура описана в <sup>4/</sup>.

Наряду с эффектом упругого He-d рассеяния детекторы регистрировали фон, который в основном обязан взаимодействию пучка с ядрами углерода в мишени. Для измерения фона в энергетическом спектре под пиком, обусловленным упругим рассеянием дейтронов, детекторы периодически сдвигались в "фоновую" позицию, отстоящую на 2° от "рабочей" позиции в сторону увеличения угла вылета частиц отдачи. После мониторинга "фоновый" спектр вычитался из "рабочего" спектра. Полученный разностный спектр /рис. 1/ в пределах ошибок не содержит фоновых событий под упругим пиком. Вычитание фона контролировалось по части разностного спектра, расположенной справа от "упругого" пика. При правильном вычитании количество событий в этой части спектра близко к нулю.

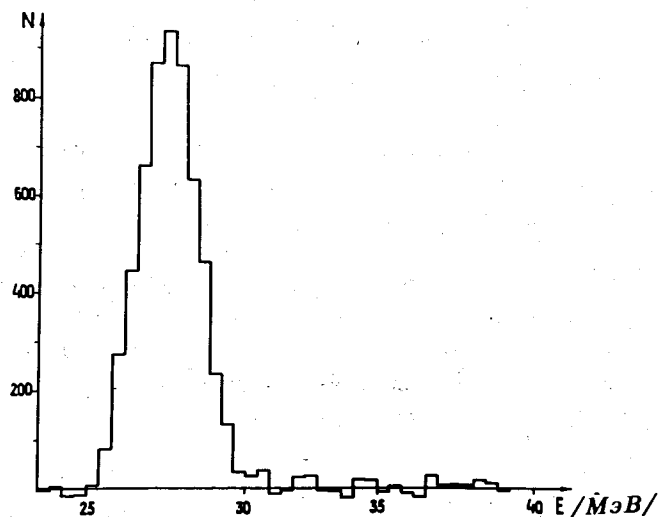


Рис.1. Энергетический спектр дейтронов после вычитания фона.

Для получения дифференциальных сечений упругого He-d рассеяния в основном применялся алгоритм, подробно описанный в работе <sup>5/</sup>. В этом алгоритме для каждого энергетического спектра, снятого при фиксированном угле детектора, вычисляется одно значение дифференциального сечения.

В области малых переданных импульсов  $|t| < 0,01$  /ГэВ/с<sup>2</sup> дифференциальное сечение имеет сильную зависимость от  $t$ , многократное рассеяние дейтронов отдачи в мишени велико, из-за чего "упругий" пик в энергетическом спектре широкий. При измерениях в этой области импульсов применялся еще один способ вычисления дифференциального сечения, в котором из ряда энергетических спектров, снятых при различных угловых положениях детекторов, для фиксированных малых интервалов энергий получали угловые распределения. Интеграл по такому угловому распределению давал значение дифференциального сечения. Этот способ не требует явного вычисления эффектов многократного рассеяния в мишени, зависимость дифференциального сечения от  $t$  вносит малую ошибку в результат.

Потери регистрируемых дейтронов из-за их ядерного взаимодействия с веществом детектора малы. Их относительная величина составляет

$$\delta = \sigma_{in} \cdot \frac{N_0}{A} \cdot \rho \cdot R = 0,67 |t|^{1,73} \quad /1/$$

где  $\sigma_{in} \approx 1$  барн - полное сечение неупругого взаимодействия дейтронов с кремнием <sup>6/</sup>/считаем его не зависящим от энергии дейтронов/;  $N_0$  - число Авогадро;  $A$  - масса грамм-атома кремния;  $\rho$  - плотность кремния;  $R$  - пробег дейтрона в кремнии <sup>7/</sup>. Максимальные потери при  $|t| = 0,168$  /ГэВ/с<sup>2</sup>  $\delta = 0,03$ .

Реакции  $He d \rightarrow He d$  и  $He d \rightarrow He^+ d$  хорошо разделяются кинематически, поэтому вклад неупругих процессов с возбуждением He в сечение упругого рассеяния в рассматриваемом интервале переданных импульсов мал.

Разрешающая способность эксперимента по квадрату переданного импульса составляет  $\Delta t/t \approx 2\%$  и определяется в основном ошибками энергетической калибровки детекторов.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе анализа экспериментальных данных получены относительные дифференциальные сечения упругого He-d рассеяния при двух импульсах ускоренных ядер He: 9,0 и 19,8 ГэВ/с.

При  $t < 0,06$  /ГэВ/с<sup>2</sup> вклад квадрупольного момента дейтрона меньше 2%, дифференциальное сечение упругого He-d рассеяния описывается формулой Бете<sup>11</sup>, записанной в такой же форме, как и в работе<sup>18</sup>:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{P^2} \left[ -n \frac{2P}{\vec{q}^2} e^{i\phi} G(q^2) + F_N(\vec{q}) \right]^2 \quad /2/$$

Здесь  $\vec{P}$  - импульс He в лаб. системе;  $\vec{q}$  - переданный импульс в лаб. системе;  $t = -\vec{q}^2$  - квадрат переданного 4-импульса;  $n = Z_{He} \cdot Z_d / 137\beta$ ;  $Z_{He}$ ,  $Z_d$  - зарядовые числа;  $\beta$  - скорость He в лаб. системе;

$$\phi = 2n \ln(1,06/a |\vec{q}|); \quad G(q^2) = G_{He}(q^2) \cdot G_d\left(\frac{q^2}{4}\right);$$

$G_{He}(t) = e^{11,91 \cdot t}$  - электромагнитный формфактор гелия<sup>19</sup>;

$$G_d\left(\frac{t}{4}\right) = 0,34 e^{141,5 \cdot \frac{t}{4}} + 0,58 e^{26,1 \cdot \frac{t}{4}} + 0,08 e^{15,5 \cdot \frac{t}{4}} -$$

- электромагнитный формфактор дейтрона<sup>12</sup>. В области кулон-ядерной интерференции амплитуда упругого ядерного рассеяния имеет вид

$$f_{Hed}(t) = \frac{iP}{4\pi} \cdot \sigma_{Hed} (1 - i\alpha_{Hed}) \exp\left(\frac{b_{Hed} \cdot t}{2}\right),$$

где  $b_{Hed} = 62,4$  /из данного эксперимента/. В этой области электромагнитный формфактор дейтрона  $G_d\left(\frac{t}{4}\right) = e^{51,8 \cdot t/4}$  /10/

Параметр  $a$  определяется размерами области ядерного взаимодействия и электромагнитными размерами ядер He и d<sup>11</sup>. При экспоненциальном представлении амплитуды рассеяния и электромагнитных формфакторов параметр  $a$  выражается через коэффициенты при  $t$  в показателях экспонент

$$a = \left( \frac{62,4}{2} + 11,91 + \frac{51,8}{4} \right)^{1/2} = 7,48 \text{ (ГэВ/с)}^{-1} = 1,48 \text{ Фм}$$

Для амплитуды упругого ядерного He-d рассеяния  $F(\vec{q})$  мы использовали выражение, полученное по модели Глаубера в работе<sup>13</sup>:

$$F(\vec{q}) = \frac{iP}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\vec{b}} db \Gamma_{Hed}(\vec{b}, \vec{r}_\perp, \vec{s}_1, \vec{s}_2, \vec{s}_3, \vec{s}_4) \times \\ \times |\psi(\vec{r})|^2 \cdot \rho(\vec{s}_1, \vec{s}_2, \vec{s}_3, \vec{s}_4) dr ds_1 ds_2 ds_3 ds_4, \quad /3/$$

где  $\vec{b}$  - прицельный параметр;  $\vec{r}$  - относительное расстояние нуклонов в дейтроне;  $s_j$  ( $j = 1, 2, 3, 4$ ) - расстояние нуклонов в ядре He до центра массы ядра;  $\vec{r}_\perp, \vec{s}_{j\perp}$  - поперечные компоненты векторов  $\vec{r}, \vec{s}_j$  по отношению к импульсу пучка  $\vec{P}$ ;  $\psi(\vec{r})$  - волновая функция дейтрона. В формуле /2/ используется скалярная амплитуда  $F_N(\vec{q})$ , полученная на основе формулы /3/ без учета квадрупольного момента дейтрона в волновой функции  $\psi(\vec{r})$ .

$$\rho(\vec{s}_1, \vec{s}_2, \vec{s}_3, \vec{s}_4) = \prod_{j=1}^4 \frac{1}{(\pi R^2)^{3/2}} e^{-\frac{s_j^2}{R^2}} - \text{ядерная плотность He.}$$

$$R = \sqrt{\frac{2}{3} \langle r_{Hed}^2 \rangle}^{1/2} = 1,37 \text{ Фм} - \text{радиус ядра He}^{14}.$$

$\Gamma_{Hed}$  - функция профиля, которая в предположении равенства амплитуд pp- и pn-рассеяния имеет вид

$$\Gamma_{\text{Hed}} = 1 - \prod_{j=1}^4 (1 - \Gamma_{\text{NN}} (\vec{b} + \vec{s}_{j\perp} - \frac{\vec{r}_{\perp}}{2})) (1 - \Gamma_{\text{NN}} (\vec{b} + \vec{s}_{j\perp} + \frac{\vec{r}_{\perp}}{2})),$$

где  $\Gamma_{\text{NN}}$  - функция профиля нуклон-нуклонного взаимодействия

$$\Gamma_{\text{NN}}(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i p_0} \int f_{\text{NN}}(\vec{q}) e^{-i\vec{q}\vec{b}} d^2q;$$

$p_0$  - импульс нуклона в ядре  $\text{He}/p_0 \approx 0,25$  P/в лаб. системе,  $\vec{q} \perp \vec{p}$ :

$$f_{\text{NN}}(\vec{q}) = \frac{i p_0}{4\pi} \sigma_{\text{NN}} (1 - i a_{\text{NN}}) \cdot \exp(-\frac{b_{\text{NN}} \cdot q^2}{2})$$

- амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния;  $\sigma_{\text{NN}}$  - полное сечение,  $a_{\text{NN}} = \text{Re } f_{\text{NN}}(0) / \text{Im } f_{\text{NN}}(0)$ ;  $b_{\text{NN}}$  - параметр наклона.

В работе<sup>/13/</sup> проведены все вычисления и получены выражение для амплитуды  $F_N(\vec{q})$  без учета квадрупольного момента дейтрона и выражение для  $d\sigma_{\text{Hed}}/dt$  - дифференциального сечения упругого ядерного He-d рассеяния с учетом квадрупольного момента дейтрона. Эти формулы не приводятся в настоящей работе ввиду их громоздкости. При обработке экспериментальных данных мы пользовались формулой

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{P^2} (| -n \cdot \frac{2P}{q^2} e^{i\phi} G(q^2) + F_N(\vec{q})|^2 - |F_N(\vec{q})|^2) + \frac{d\sigma_{\text{Hed}}}{dt} \quad /4/$$

Член в круглых скобках описывает вклад в дифференциальное сечение кулоновского рассеяния и кулон-ядерной интерференции, а  $\frac{d\sigma_{\text{Hed}}}{dt}$  - вклад упругого ядерного рассеяния с учетом квадрупольного момента дейтрона. Соответствующие кривые приведены на рис. 2.

Полученные в эксперименте относительные дифференциальные сечения  $d\sigma_{\text{ЭКСП}}/dt$  с помощью формулы /4/ приведены к абсолютной шкале

$$\frac{1}{L} \frac{d\sigma_{\text{ЭКСП}}}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \quad /5/$$

где L - нормировочный множитель, а  $d\sigma/dt$  определяется /4/.

С использованием выражения /5/ методом наименьших квадратов определялись коэффициент L и параметры нуклон-нуклонной амплитуды упругого ядерного рассеяния:  $\sigma_{\text{NN}}$ ,  $b_{\text{NN}}$ ,  $a_{\text{NN}}$ . В табл. 1 приведены их численные значения, они находятся в хорошем согласии с ранее опубликованными данными. При

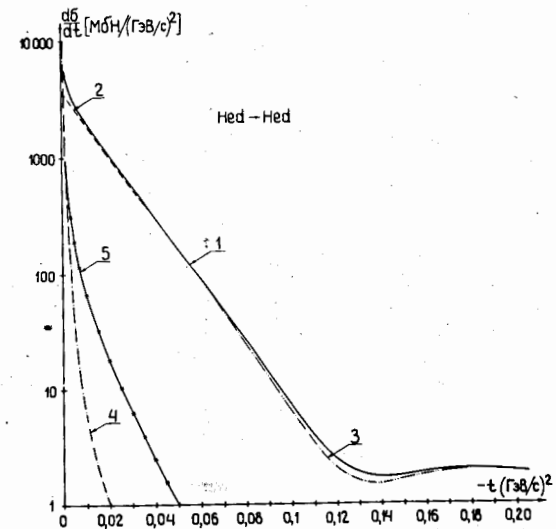


Рис.2. Теоретические кривые:

1/— дифференциальное сечение упругого He-d рассеяния /рассчитано по формуле /4//.

Вклады в дифференциальное сечение упругого He-d рассеяния различных процессов:

2/--- ядерное рассеяние с учетом квадрупольного момента дейтрона. При  $|t| > 0,5$  переходит в линию 1.

3/..... ядерное рассеяние без учета квадрупольного момента дейтрона. При  $|t| < 0,5$  совпадает с кривой 2.

4/— кулоновское рассеяние.

5/—x— рассеяние, обусловленное кулон-ядерной интерференцией. Все вычисления проведены для  $P_{\text{He}} = 19,8$  ГэВ/с со значениями параметров  $\sigma_{\text{NN}}$ ,  $b_{\text{NN}}$ ,  $a_{\text{NN}}$  из табл. 1.

Таблица 1

Параметры амплитуд NN, pp, pp упругого рассеяния и полные сечения NN-pp-взаимодействий

$P$ , (ГэВ/с) нуклон	Екин., ГэВ нуклон	$\sigma_{NN}$ , мб	$\sigma_{pp}$ , мб	$b_{NN}$ (ГэВ/с) <sup>-2</sup>	$b_{pp}$ (ГэВ/с) <sup>-2</sup>	$b_{pp}$ (ГэВ/с) <sup>-2</sup>	$\alpha_{NN}$	$\alpha_{pp}$
		Данная работа	/15/ Данная работа	Данная работа	/16/ Данная работа	/17/ Данная работа	Данная работа	/16/ Данная работа
2,25	1,51	46,67	46,67±0,04	5,2±0,3	6,22±0,48	6,22±0,48	-0,41±0,01	
4,95	4,11	41,0±0,7	41,17±0,04	7,9±0,3	7,8±0,44	7,72±0,41	-0,55±0,02	-0,37±0,09

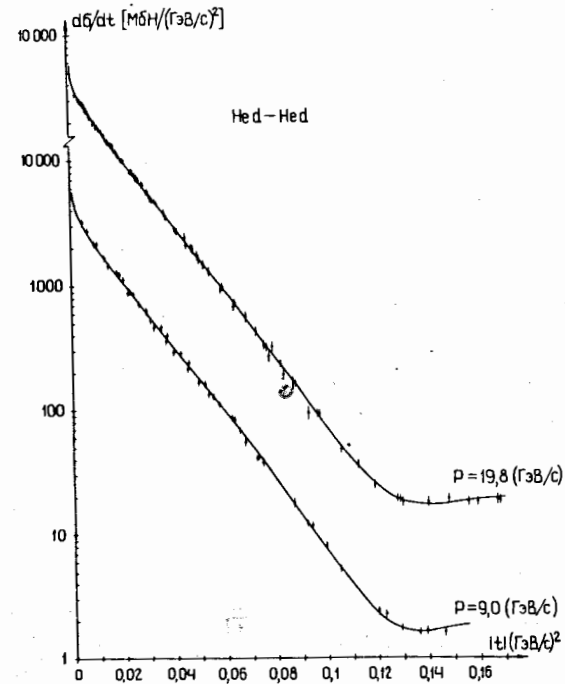


Рис.3. Дифференциальное сечение упругого He-d рассеяния. Сплошные кривые получены по формуле /4/.  $\chi^2 = 97/141$  для  $P_{He} = 19,8$  ГэВ/с,  $\chi^2 = 43/45$  для  $P_{He} = 9,0$  ГэВ/с.

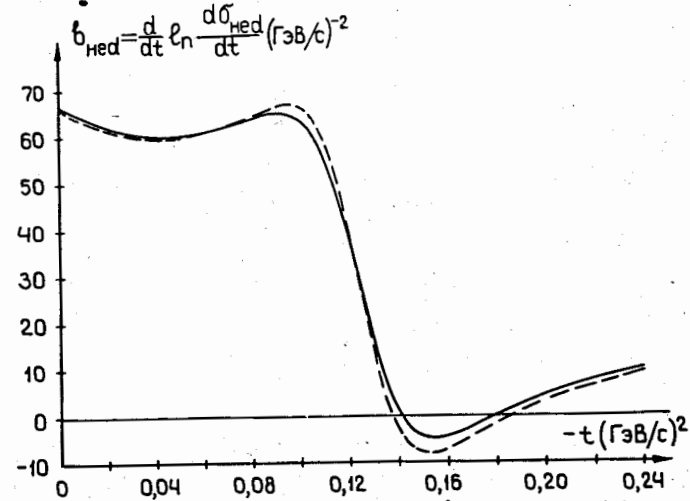


Рис.4. Зависимость параметра наклона  $b_{Hed}$  от  $t$ : — для  $P_{He} = 19,8$  ГэВ/с, - - - для  $P_{He} = 9,0$  ГэВ/с.

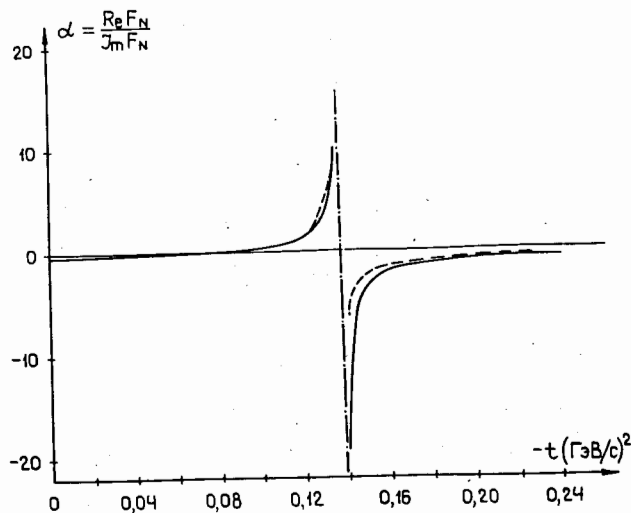


Рис.5. Зависимость  $\alpha(t) = \text{Re} F_N(t) / \text{Im} F_N(t)$  от  $t$ :  
 для  $P_{\text{He}} = 19,8 \text{ ГэВ/с}$ , — для  $P_{\text{He}} = 9,0 \text{ ГэВ/с}$ . При  $|t| \approx 0,14$  дифференциальное сечение имеет минимум,  $\text{Im} F_N = 0$ ,  $\alpha(t)$  имеет разрыв.

обработке экспериментальных данных при  $P_{\text{He}} = 9,0 \text{ ГэВ/с}$  значение  $\sigma_{\text{NN}} = 46,67 \text{ мб}$  фиксировалось ввиду большой корреляции этого параметра с параметром  $b_{\text{NN}}$ .

В табл. 2 приведены дифференциальные сечения упругого He-d рассеяния, полученные в данной работе. Указанные ошибки являются суммой статистических и систематических ошибок. На рис. 3 приведены дифференциальные сечения и кривые, вычисленные по формуле /4/ с найденными нами значениями параметров  $\sigma_{\text{NN}} \cdot b_{\text{NN}} \cdot \alpha_{\text{NN}}$ .

В табл. 3 и на рис. 4 приведены значения параметра наклона

$$b_{\text{Hed}}(t) = \frac{d}{dt} \ln \frac{d\sigma_{\text{Hed}}(t)}{dt},$$

где дифференциальное сечение упругого ядерного He-d рассеяния  $d\sigma_{\text{Hed}}(t)/dt$  вычислялось с учетом квадрупольного момента дейтрона и значений параметров  $\sigma_{\text{NN}}, b_{\text{NN}}, \alpha_{\text{NN}}$  из табл. 1. Ошибки вычислены с помощью матрицы ошибок.

На рис. 5 приведена величина  $\alpha(t) = \text{Re} F_N(t) / \text{Im} F_N(t)$ , где  $F_N(t)$  - амплитуда упругого ядерного He-d рассеяния без учета квадрупольного момента дейтрона. Вычисления проводились со значениями параметров  $\sigma_{\text{NN}}, b_{\text{NN}}, \alpha_{\text{NN}}$  из табл. 1.

Таблица 2

Дифференциальные сечения упругого He-d рассеяния

$P_{\text{He}} = 19,8 \text{ ГэВ/с}$		$[t] = (\text{ГэВ/с})^2$		$[d\sigma/dt] = \text{мб}/(\text{ГэВ/с})^2$	
$ t $	$d\sigma/dt$	$ t $	$d\sigma/dt$	$ t $	$d\sigma/dt$
0,0028	3424±192	0,0038	3115±109	0,0043	3012±105
0,0048	3100±109	0,0049	2829±99	0,0054	2897±132
0,0064	2679±94	0,0069	2481±112	0,0071	2549±89
0,0080	2305±81	0,0083	2251±79	0,0096	1994±70
0,0099	2050±72	0,0106	1844±66	0,0112	1901±67
0,0115	1756±61	0,0117	1849±65	0,0119	1867±65
0,0126	1752±61	0,0127	1678±59	0,0128	1730±61
0,0133	1595±56	0,0136	1626±57	0,0141	1485±52
0,0147	1435±50	0,0150	1458±54	0,0156	1397±49
0,0158	1449±51	0,0159	1385±48	0,0161	1430±50
0,0165	1285±45	0,0169	1332±47	0,0172	1335±47
0,0176	1201±42	0,0181	1235±44	0,0183	1174±41
0,0188	1188±42	0,0190	1088±46	0,0192	1066±37
0,0201	1019±33	0,0202	1022±36	0,0208	1069±40
0,0213	1034±40	0,0215	968±36	0,0238	811±36
0,0243	852±34	0,0248	795±28	0,0258	767±32
0,0263	740±31	0,0265	711±30	0,0269	734±26
0,0280	661±26	0,0281	667±29	0,0286	641±28
0,0304	588±27	0,0308	529±32	0,0310	544±26
0,0319	500±25	0,0324	486±24	0,0332	481±25
0,0339	451±23	0,0337	390±22	0,0373	380±21
0,0377	351±12	0,0409	288±18	0,0413	278±16
0,0417	279±10	0,0448	245±15	0,0452	219±15
0,0473	204±13	0,0479	194±12	0,0496	177±12
0,0517	149±11	0,0540	129±10	0,0585	94,8±7,8
0,0635	69,2±6,3	0,0640	74,3±2,6	0,0682	56,6±5,0
0,0723	43,1±3,8	0,0755	33,4±3,3	0,0763	32,3±1,1
0,0787	32,6±2,8	0,0819	23,8±0,8	0,0833	19,5±2,3
0,0874	16,2±0,6	0,0877	17,0±0,6	0,0929	9,45±1,47
0,0971	9,44±0,43	0,1059	4,92±0,17	0,1125	3,71±0,13
0,1280	1,94±0,13	0,1290	1,97±0,10	0,1300	1,86±0,15
0,1400	1,91±0,20	0,1479	1,96±0,09	0,1557	1,87±0,08
0,1670	1,94±0,15	0,1680	1,94±0,13	0,1593	1,87±0,11



Таблица 2 /продолжение/

$P_{He}=9,0 \text{ ГэВ/с},$		$[t] = (\text{ГэВ/с})^2,$		$[d\sigma/dt] = \text{мб}/(\text{ГэВ/с})^2$	
$ t $	$d\sigma/dt$	$ t $	$d\sigma/dt$	$ t $	$d\sigma/dt$
0,0047	3469±225	0,0068	2939±191	0,0093	2327±151
0,0131	1791±116	0,0147	1557±101	0,0180	1383±90
0,0204	1204±78	0,0224	954±62	0,0231	977±64
0,0265	764±50	0,0293	679±44	0,0309	569±37
0,0351	504±33	0,0370	389±25	0,0374	432±28
0,0426	308±20	0,0454	232±15	0,0458	261±17
0,0519	174±11	0,0535	144±9	0,0554	136±9
0,0626	91,9±6	0,0635	89,1±5,8	0,0657	73,8±4,8
0,0679	60,9±4,0	0,0724	44,8±2,9	0,0730	45,2±2,9
0,0871	19,4±1,3	0,0922	13,0±0,8	0,0941	12,7±0,8
0,1050	5,71±0,37	0,1200	2,65±0,17	0,1230	2,44±0,16
0,1290	1,96±0,13	0,1360	1,75±0,11	0,1390	1,83±0,12
0,1460	1,78±0,12				

В частности, при  $P_{He} = 9,0 \text{ ГэВ/с}$   $a_{Hed}(0) = -0,26 \pm 0,01$ ,  
 при  $P_{He} = 19,8 \text{ ГэВ/с}$   $a_{Hed}(0) = -0,35 \pm 0,01$ . Ошибки вычи-  
 лены с помощью матрицы ошибок.

По оптической теореме определены полные сечения  $He-d$   
 ядерного рассеяния:  $\sigma_{tot Hed} = 258 \pm 8 \text{ мб}$  при  $P_{He} = 9,0 \text{ ГэВ/с}$ ,  
 $\sigma_{tot Hed} = 256 \pm 5 \text{ мб}$  при  $P_{He} = 19,8 \text{ ГэВ/с}$ .

Глауберовский минимум дифференциального сечения упругого  
 $He-d$  рассеяния находится при  $t = -0,133 \pm 0,004 \text{ /ГэВ/с}^2$   
 для  $P_{He} = 9,0 \text{ ГэВ/с}$  и при  $t = -0,141 \pm 0,004 \text{ /ГэВ/с}^2$  для  
 $P_{He} = 19,8 \text{ /ГэВ/с}^2$ .

На рис. 6 для экспериментальных точек  $P_{He} = 19,8 \text{ ГэВ/с}$ ,  
 расположенных в порядке возрастания  $|t|$ , приведена величина

$$R = \left( \frac{d\sigma_{\text{эксп}}}{dt} / \frac{d\sigma_{\text{теор}}}{dt} - 1 \right) \cdot 100\%.$$

Видно, что в пределах экспериментальных ошибок модель Глаубе-  
 ра удовлетворительно описывает упругое рассеяние ядер  $He$   
 и  $d$  в области  $|t| \leq 0,168 \text{ /ГэВ/с}^2$ .

Таблица 3

Параметр наклона  $b_{Hed}$ , полученный на основе формулы /5/

$[P_{He}] = \text{ГэВ/с}, [t] = (\text{ГэВ/с})^2, [b_{Hed}] = (\text{ГэВ/с})^{-2}$					
$ t $	$b_{Hed}$ ( $P_{He} = 9,0$ )	$b_{Hed}$ ( $P_{He} = 19,8$ )	$ t $	$b_{Hed}$ ( $P_{He} = 9,0$ )	$b_{Hed}$ ( $P_{He} = 19,8$ )
0,000	65,1±0,3	66,6±0,2	0,001	64,8±0,3	66,4±0,2
0,005	63,8±0,3	65,3±0,2	0,010	62,7±0,3	64,1±0,2
0,015	61,6±0,3	63,1±0,2	0,020	60,8±0,3	62,1±0,2
0,025	60,1±0,3	61,4±0,2	0,030	59,5±0,3	60,8±0,2
0,035	59,2±0,3	60,4±0,2	0,040	59,0±0,3	60,1±0,2
0,045	59,1±0,3	60,0±0,2	0,050	59,3±0,3	60,1±0,2
0,055	59,8±0,3	60,4±0,2	0,060	60,4±0,4	60,8±0,2
0,065	61,2±0,4	61,4±0,2	0,070	62,3±0,4	62,0±0,2
0,075	63,4±0,5	62,8±0,2	0,080	64,8±0,5	63,6±0,2
0,085	66,1±0,6	64,2±0,3	0,090	67,3±0,7	64,5±0,3
0,095	67,9±0,8	64,2±0,4	0,100	67,6±0,9	62,9±0,6
0,105	65,4±1,1	59,9±0,7	0,110	60,3±1,2	54,7±0,8
0,115	51,4±1,4	46,9±0,8	0,120	38,6±1,6	36,9±0,7
0,125	23,7±1,8	25,7±0,6	0,130	9,6±1,8	15,1±0,5
0,135	-1,1±1,7	6,5±0,5	0,140	-7,7±1,5	0,6±0,6
0,145	-10,9±1,3	-3,0±0,6	0,150	-11,7±1,1	-4,6±0,6
0,155	-11,2±0,9	-5,0±0,6	0,160	-9,8±0,8	-4,6±0,5
0,165	-8,3±0,7	-3,7±0,5	0,170	-6,5±0,6	-2,6±0,4

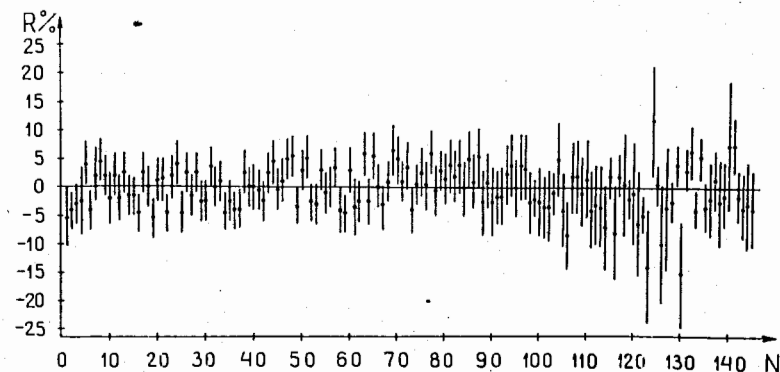


Рис. 6. Соотношение  $R = \left( \frac{d\sigma_{\text{эксп}}}{dt} / \frac{d\sigma_{\text{теор}}}{dt} - 1 \right) \cdot 100\%$  для  $P_{He} =$   
 $= 19,8 \text{ ГэВ/с}$ . Точки расположены в порядке возрастания  $|t|$ ,  
 $N$  - порядковый номер экспериментальных точек. Минимуму  
 дифференциального сечения соответствует  $N = 139$ . Модель Глаубе-  
 ра хорошо описывает экспериментальные данные.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bethe H. *Ann.Phys.*, 1958, 3, p. 190.
2. Czyz W.; Maximon L. *Ann.Phys.*, 1969, 52, p. 59.
3. Никитин В.А. и др. *ЖЭТФ*, 1964, 46, с. 1608.
4. Будилов В.А. и др. *ОИЯИ*, 13-8898, Дубна, 1975.
5. Девенски П., Жидков Н.К., Никитин В.А. *ОИЯИ*, P1-10151, Дубна, 1976.
6. Millburn G.P. et al. *Phys.Rev.*, 1954, 95, p. 1268.
7. Skyrme D.J. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1967, 57, p. 61.
8. Lesniak H., Lesniak L. *Nucl.Phys.*, 1972, B38, p. 221.
9. Frosch R.F. et al. *Phys.Rev.*, 1967, 160, p. 874.
10. Золин Л.С. и др. *ОИЯИ*, P1-7004, Дубна, 1973.
11. West Geoffrey B., Yennie D.R. *Phys.Rev.*, 1968, 172, p.1413.
12. Franco V., Varma G. *Phys.Rev.*, 1975, C12, p. 225.
13. Иноземцев В.И. *ЯФ*, 1978, 27, с. 345; *ОИЯИ*, P2-10525, Дубна, 1977.
14. Frosch R.F. et al. *Phys.Rev.*, 1967, 160, p. 874;  
Sick I. et al. *Phys.Let.* 1976, B64, p. 33.
15. Bugg D.V. et al. 1966, 146, p. 980.
16. Шафранова М.Г. *ЭЧАЯ*, 1974, т. 5, вып. 3, с. 645.
17. *NN and ND Interactions (above 0,5 GeV/c)-a compilation 1970, UCRL-20000, Geneva.*
18. Audeichikov V.V. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1978, 155, p. 125.

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 января 1979 года.