

A-187

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



3404 / 2-77

1 - 10685

В.В.Авдейчиков, Г.Г.Безногих, В.А.Будилов, А.Буяк,
П.Девенски, Н.К.Жидков, П.Зелински, В.И.Иноземцев,
Л.Ф.Кириллова, В.А.Никитин, П.В.Номсконов,
В.Скверес, В.И.Хачко, М.Шавловски, М.Г.Шафранова,
Т.Щечпанковски

УПРУГОЕ He-p РАССЕЯНИЕ НА МАЛЫЕ УГЛЫ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 1,75-4,13 ГЭВ/НУКЛОН

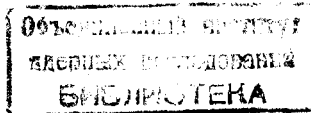
1977

1 - 10685

В.В.Авдейчиков,¹ Г.Г.Безногих, В.А.Будилов, А.Буяк,²
П.Девенски, Н.К.Жидков, П.Зелински,² В.И.Иноземцев,
Л.Ф.Кириллова, В.А.Никитин, П.В.Номсконов,
В.Скверес, В.И.Хачко, М.Шавловски,² М.Г.Шафранова,
Т.Щепапанковски²

УПРУГОЕ Не-р РАССЕЯНИЕ НА МАЛЫЕ УГЛЫ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 1,75-4,13 ГЭВ/НУКЛОН

Направлено в ЯФ



¹ Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград.

² Институт ядерных исследований, Варшава.

В.В.Авдейчиков и др.

1 - 10685

Упругое $He-p$ -рассеяние на малые углы в интервале энергий 1,75-4,13 ГэВ/нуклон

Приводятся результаты исследования упругого $He-p$ -рассеяния в области малых переданных импульсов. Получено отношение действительной части амплитуды рассеяния к ее мнимой части и параметр наклона дифракционного конуса при энергиях 1,75; 2,51 и 4,13 ГэВ/нукл. С помощью модели Глаубера определены характеристики протон-нуклонной амплитуды.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное исследование упругого $He-p$ -рассеяния позволяет получить некоторые важные сведения об амплитуде нуклон-нуклонного взаимодействия, в частности, выясняется наличие спиновых членов и зависимость реальной части амплитуды от переданного импульса. Ядро He_2^4 имеет нулевой спин и изоспин, что упрощает теоретическую интерпретацию данных. Амплитуда NN -рассеяния вычисляется с помощью модели Глаубера, применимость которой к ядру гелия обсуждается в работе ^{1/}.

Следует, однако, иметь в виду, что извлечение из данных по $He-p$ -рассеянию амплитуд NN -рассеяния приводит к некоторым неопределенностям, связанным с неточностями в знании волновой функции 4He и с поправками на экранирование в ядре 4He .

Результаты данного эксперимента особенно интересны в связи с планируемым совместным советско-американским исследованием $p-He$ -рассеяния в широком энергетическом диапазоне на ускорителе ФНАЛ в Батавии.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент выполнен на пучке α -частиц синхротрона ОИЯИ /Дубна/ методом многократного прохождения внутреннего пучка ускорителя через тонкую мишень ^{2/}. В данном эксперименте применяются полиэтиленовые мишени толщиной $0,7 \div 0,9$ мкм. Протоны отдачи

от событий упругого рассеяния в мишени регистрируются системой из 14 кремниевых полупроводниковых детекторов, расположенных на расстоянии 3 м от мишени под углом, близким к 90° по отношению к пучку. Детекторы имеют толщину 80 ± 3000 мкм, площадь ~ 1 см² и энергетическое разрешение 50 ± 80 кэВ. В качестве мониторов используются три сцинтилляционных телескопа, направленных на мишень, и два неподвижных полупроводниковых детектора. Электронная аппаратура эксперимента описана в /3/.

Исследование упругого He-p-рассеяния выполнено при трех энергиях пучка ускорителя /1,75; 2,51; 4,13 ГэВ/ и в интервале переданных импульсов $0,002 \leq |t| \leq 0,04$ /ГэВ/с².

Наряду с эффектом упругого рассеяния детекторы регистрируют фон, который, в основном, обязан неупругому взаимодействию пучка с ядрами углерода в мишени. Для измерения фона детекторы сдвигаются в "фоновую" позицию, отстоящую на 2° от "рабочей" позиции в сторону малых $|t|$. После мониторинга фон вычитается из рабочего спектра. Разностный спектр содержит только события от He-p-взаимодействия. Алгоритм вычисления дифференциальных сечений He-p-рассеяния подробно изложен в работе /4/. Процедура учета фона в данном эксперименте является основным источником систематических ошибок.

Потери регистрируемых частиц из-за их ядерных взаимодействий с веществом детектора /5/ в нашем интервале энергий $\lesssim 20$ МэВ/ пренебрежимо малы $< 1\%$. Вклад неупругих процессов с возбуждением ⁴He в сечение упругого рассеяния в рассматриваемом интервале переданных импульсов не превышает 1%.

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

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе анализа около $0,5 \cdot 10^6$ упругих взаимодействий получены относительные дифференциальные сече-

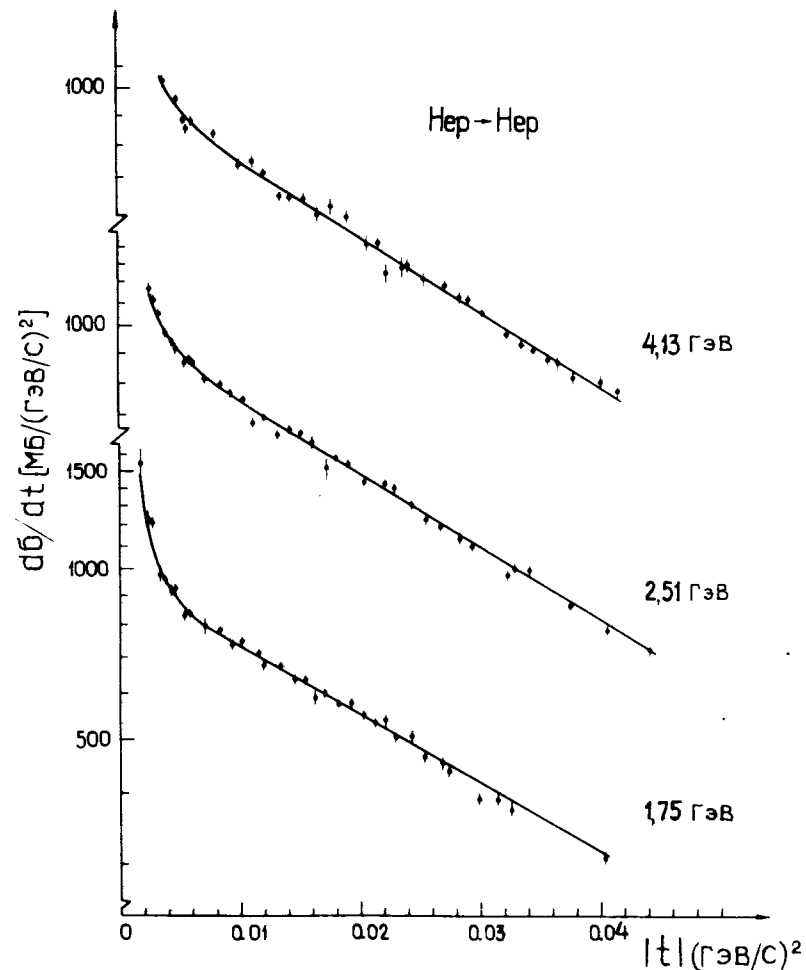


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого He-p-рассеяния, приведенные к абсолютной шкале с помощью формулы Бете при $\sigma_{He-p}^{tot} = 133$ мбн.

ния. При данной энергии первичного пучка значение сечения $d\sigma/dt(t)$ приводится в 35-40 точках по t , причем каждая из них получена как среднее по нескольким независимым измерениям /рис. 1/.

Экспериментальные сечения описываются формулой Бете /6/,

$$\frac{1}{k} \frac{d\sigma}{dt} = f_I^2(t) + f_R^2(t) + f_c^2(t) + 2|f_c(t)| \times \{f_R(t) + 2nf_I(t) \ln\left(\frac{1.06\hbar}{R\sqrt{|t|}}\right)\}, \quad /1/$$

где $f_I(t) = \frac{\sigma_{tot}}{4\hbar\sqrt{\pi}} e^{-\frac{bt}{2}}$ - мнимая часть ядерной амплитуды He-p-рассеяния,

$f_R(t) = \rho f_I(t)$ - действительная часть ядерной амплитуды $\rho = f_R(0)/f_I(0)$,

$f_c(t) = \frac{2n\hbar\sqrt{\pi}}{t} G_p(t) G_{He}(t) e^{i\phi}$ - кулоновская амплитуда,

да, $n = \frac{Z_p Z_{He}}{137\beta}$; β - скорость налетающей частицы в лабораторной системе в единицах скорости света, $G_p(t)$ и $G_{He}(t)$ - электромагнитные формфакторы протона и α -частицы, R - радиус α -частицы, b - параметр наклона дифференциального сечения, k - нормировочный множитель, σ_{tot} - полное сечение He-p-рассеяния. $G_p(t)$ задается известной дипольной формулой $G_p(t) = \frac{1}{(1+|t|/0,71)^2}$,

а $G_{He}(t)$ взят из работы /7/ по рассеянию электронов на 4He . Экспериментальные данные по полному сечению He-p-взаимодействия /8/ и расчеты по модели Глаубера /9/ находятся в хорошем согласии. Мы приняли величину $\sigma_{tot} = 133$ мб для всех трех энергий. В интерференционную формулу /1/ входит относительная фаза кулоновского и ядерного рассеяния

$$\phi = 2n \ln\left(\frac{1.06\hbar}{R\sqrt{|t|}}\right), \quad /2/$$

полученная теоретически для случая pp-взаимодействия. Использование формулы /1/ с фазой /2/ для случая He-p-

рассеяния оправдывается тем, что в рамках модели Глаубера она оказывается справедливой с точностью $\leq 0,5\%$ /10/

Таблица 1

Параметры амплитуды упругого He-p-рассеяния		
E ГэВ/нуклон	ρ	b (ГэВ/с) ⁻²
1,75	-0,17±0,07	28,5±1,1
2,51	-0,18±0,07	29,2±0,9
4,13	-0,30±0,12	30,4±0,9

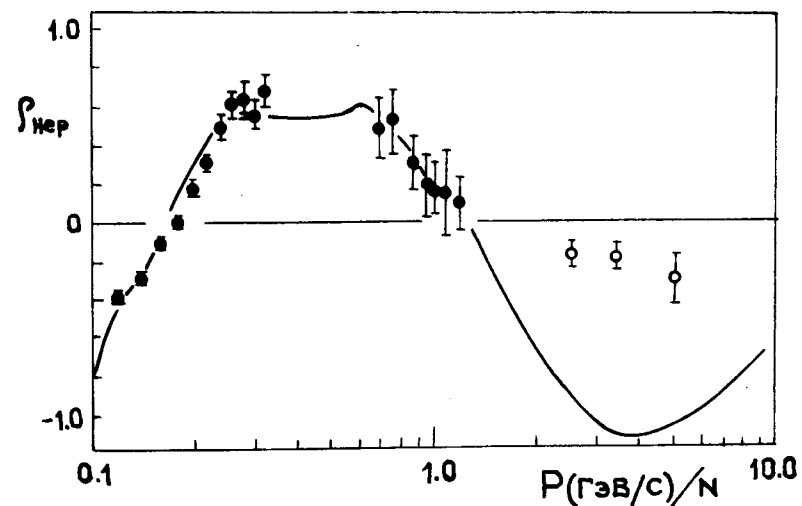


Рис. 2. Зависимость отношения действительной части амплитуды упругого He-p-рассеяния к ее мнимой части от импульса. Теоретическая кривая получена в /11/ с помощью дисперсионных соотношений в сочетании с методом конформных отображений; авторами использовались результаты экспериментов при более низких энергиях, обозначенные •, o - результаты данной работы.

Методом наименьших квадратов определены параметры k , b и ρ . В табл. 1 приведены усредненные результаты, полученные при обработке исходных энергетических спектров частиц отдачи по двум независимым алгоритмам.

В табл. 2 приведены дифференциальные сечения He-p -рассеяния. Они нормированы к абсолютной шкале с помощью коэффициента k , определенного по формуле Бете вместе с b и ρ .

Дифференциальные сечения и кривые, полученные по формуле Бете, приведены на рис. 1.

На рис. 2 показана энергетическая зависимость $\rho_{\text{He-p}}$, рассчитанная в работе [11] на основе дисперсионных соотношений в сочетании с методом конформных отображений. Авторами использовались результаты экспериментов по p-He -рассеянию при низких и средних энергиях.

Значения $\rho_{\text{He-p}}$, полученные в данной работе, лежат значительно выше расчетной кривой и близки к ρ_{pp} . По-видимому, расхождение теории и эксперимента следует отнести за счет недостаточной точности данных, использованных для оценки сложной нефизической области в системе $\bar{\text{p-He}}$.

С целью определения характеристик амплитуды упругого протон-нуклонного рассеяния амплитуда ядерного He-p -рассеяния вводится в формулу Бете [1] в виде, предложенном в [12] на основе модели Глаубера

$$f(t) = i \frac{\sqrt{\pi} \hbar}{2} \left(\frac{R^2}{\hbar^2} + 2b_{\text{pN}} \right) \exp\left(-\frac{R^2 |t|}{16 \hbar^2}\right) \sum_{\ell=1}^4 \binom{4}{\ell} \frac{(-1)^{\ell+1}}{\ell} (1 - i \rho_{\text{pN}})^{\ell} \times$$

$$\times \left(\frac{(\sigma_{\text{tot}})_{\text{pN}}}{2\pi (R^2 + 2b_{\text{pN}} \hbar^2)} \right)^{\ell} \exp\left[\frac{t}{4\ell} \left(\frac{R^2}{\hbar^2} + 2b_{\text{pN}} \right)\right], \quad /3/$$

где $R = \sqrt{\frac{2}{3}} (\langle r_{\text{He}}^2 \rangle)^{1/2}$, $(\langle r_{\text{He}}^2 \rangle)^{1/2}$ - среднеквадратичный

Таблица 2

Дифференциальные сечения упругого He-p -рассеяния

E=1,75 ГэВ/нуклон		E=2,51 ГэВ/нуклон		E=4,13 ГэВ/нуклон	
t/t (ГэВ/с) ²	$d\sigma/dt$ мб/(ГэВ/с) ²	t/t (ГэВ/с) ²	$d\sigma/dt$ мб/(ГэВ/с) ²	t/t (ГэВ/с) ²	$d\sigma/dt$ мб/(ГэВ/с) ²
0,0017	1543±98	0,0025	1177±33	0,0038	1028±28
0,0023	1227±52	0,0029	1105±22	0,0049	964±16
0,0028	1212±31	0,0033	1051±18	0,0055	885±14
0,0033	986±25	0,0039	981±15	0,0057	854±27
0,0038	966±17	0,0043	944±20	0,0062	873±16
0,0043	912±20	0,0046	905±35	0,0080	837±16
0,0046	924±19	0,0053	867±16	0,0101	736±13
0,0053	830±15	0,0059	879±22	0,0113	747±18
0,0058	840±13	0,0061	870±15	0,0121	713±13
0,0071	797±32	0,0071	811±11	0,0134	647±8
0,0083	777±11	0,0084	796±13	0,0142	642±16
0,0093	730±16	0,0091	762±16	0,0154	641±17
0,0102	740±13	0,0103	750±14	0,0165	602±17
0,0115	707±12	0,0111	681±12	0,0177	619±24
0,0119	672±14	0,0120	690±9	0,0190	593±17
0,0133	670±7	0,0131	648±15	0,0206	535±20
0,0145	635±10	0,0141	661±11	0,0215	535±17
0,0155	635±14	0,0151	648±13	0,0222	472±20
0,0162	591±22	0,0161	622±17	0,0235	484±22
0,0170	600±11	0,0172	561±28	0,0239	487±17
0,0181	574±9	0,0180	582±8	0,0253	462±16
0,0192	574±8	0,0190	573±12	0,0269	452±12
0,0203	548±9	0,0203	531±8	0,0282	429±12
0,0211	533±10	0,0220	527±13	0,0289	426±12
0,0220	538±17	0,0229	517±12	0,0302	403±7
0,0229	500±8	0,0242	482±9	0,0321	372±7
0,0242	500±15	0,0254	454±13	0,0334	354±6
0,0254	462±10	0,0267	442±8	0,0344	347±8
0,0267	450±14	0,0281	422±12	0,0355	333±10
0,0273	437±13	0,0292	408±7	0,0363	328±13
0,0298	388±11	0,0321	361±12	0,0375	309±13
0,0314	388±13	0,0327	373±9	0,0399	304±8
0,0325	373±12	0,0340	370±9	0,0412	291±12
0,0403	304±8	0,0374	319±8		
		0,0404	287±7		
		0,0439	267±9		

Таблица 3

Параметры амплитуды упругого pN, pp, pn-рассеяния

E ГэВ/нуклон	b _{pN} (ГэВ/с) ⁻² Данная работа	b _{pp} (ГэВ/с) ⁻² /16/ Данная работа	ρ _{pN} Данная работа	ρ _{pp} /14/ Данная работа	ρ _{pn} /14,15/ Данная работа
1,75	4,9±1,0	7,0±0,4	-0,29±0,11	-0,10±0,07	-0,35±0,20
2,51	6,3±0,8	7,6±0,4	-0,34±0,11	-0,18±0,08	
4,13	7,3±0,8	7,8±0,4	-0,43±0,25	-0,37±0,09	-0,52±0,18

радиус ядра, определенный в эксперименте по рассеянию электронов^{/7/}, ℓ - кратность рассеяния. Для амплитуды протон-нуклонного рассеяния принимается параметризация

$$f_{pN}(t) = \frac{i(\sigma_{tot})_{pN}}{4\hbar\sqrt{\pi}} (1 - i\rho_{pN}) \exp\left(-\frac{b_{pN}t}{2}\right).$$

Величины $(\sigma_{tot})_{pN} = \frac{(\sigma_{tot})_{pp} + (\sigma_{tot})_{pn}}{2}$ взяты из^{/13/}. Параметры

b_{pN} , ρ_{pN} определяются методом наименьших квадратов. В табл. 3 вместе с результатами данной работы представлены значения ρ_{pN} , ρ_{pp} , b_{pp} , взятые из экспериментов^{/14-16/} по pp, и pd-рассеянию при близких энергиях. Видно, что сравниваемые величины достаточно близки. Это позволяет сделать заключение о том, что модель Глаубера применима для описания дифференциальных сечений упругого He-p-рассеяния и определения параметров протон-нуклонной амплитуды.

Во всех таблицах результаты настоящей работы приведены с ошибкой, равной квадратичной сумме статистических и основных случайных методических ошибок. Кроме того, имеются следующие систематические ошибки: $\Delta\rho = \pm 0,04$, $\Delta b = 0,6$ /ГэВ/с⁻². Величине ρ_{He-p} следует приписать неопределенность 0,04, связанную с неточностью $\sigma_{tot}^{He-p} \sim 5\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Levin E.M., Strikman M.I. Preprint LNPI, 1975, 203.
2. Никитин В.А. и др. ЖЭТФ, 1964, 46, с.1608.
3. Будилов В.А. и др. ОИЯИ., 13-8898, Дубна, 1975.
4. Девенски П., Жидков Н.К., Никитин В.А. ОИЯИ, P1-10151, Дубна, 1976.
5. Eisberg R. e.a. Nucl.Instr. and Meth., 1972, 101, p.85.
6. Bethe H. Ann. Phys., 1958, 3, p.190.
7. Frosch R.F. e.a. Phys. Rev., 1967, 160, p.874.
8. Ableev V.G. e.a. XVIII Int. Conf. Tbilisi, 1976. JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977.
9. Ikeda M. Phys. Rev., 1972, C6, p.1608.

10. Lesniak H., Lesniak L. *Nucl. Phys.*, 1972, B38, p.221.
11. Dumbrajs O., Sraszel M. *Preprint IFT/25,75*.
12. Czyz W., Lesniak L. *Phys. Lett.*, 1967, 24B, p.227.
13. *Particle Data Group, UCRL-20000NN (1970)*.
14. Далхажав Н. и др. ОИЯИ, Р-2336, Дубна, 1965; ЯФ, 1968, 8, с.342.
15. Золин Л.С. и др. ЯФ, 1970, 12, с.330.
16. Кириллова Л.Ф. и др. ЖЭТФ, 1966, 50, с.76; ЯФ, 1965, 1, с.533.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 мая 1977 года.