

4509

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Экз. 400. 0012



P2 - 4509

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С.М.Елисеев

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

1969

P2 - 4509

С.М.Елисеев

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ  
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Расчет ядерных сечений очень важен сейчас для ряда практических приложений ( расчет защиты и т.д.). До сих пор такие вычисления проводились главным образом на основе оптической модели<sup>/1-4/</sup>. Во многих случаях наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом. Однако оптическая модель содержит параметры, значения которых подбираются из сравнения с опытом<sup>/3/</sup>. Модель плохо применима к легким ядрам (гелию, дейтерию<sup>/5,6/</sup>). В последнее время обнаружен и ряд других дефектов оптической модели<sup>/5/</sup>.

Теория многократного дифракционного рассеяния Глаубера<sup>/7/</sup> практически не содержит свободных параметров. Данная работа посвящена исследованию применимости теории Глаубера для вычисления интегральных ядерных сечений  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{el}$  и  $\sigma_{in}$ .

В области высоких энергий рассеяние происходит главным образом на малые углы, поэтому, проинтегрировав выражение  $d|F(q^2)|^2/dq^2$  по всем  $q^2$ , можно вычислить сечение  $\sigma_{el}$ . Значение  $\sigma_t$

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k} \operatorname{Im} F(0) , \quad (1)$$

а сечение  $\sigma_{in}$  равно разности  $\sigma_{in} = \sigma_t - \sigma_{el}$ . Обычно используется следующая параметризация нуклонной амплитуды:

$$f(q^2) = \frac{ik\sigma}{4\pi} (1 - i\rho) e^{-\beta^2 q^2/2} .$$

В расчетах были использованы последние экспериментальные значения  $\rho$ ,  $\sigma$  и  $\beta^2$ <sup>/8,9/</sup>. Отдельно был исследован вопрос о влиянии ошибок в определении  $\rho$ ,  $\sigma$ ,  $\beta^2$  на результаты расчетов. Было найдено, что

в пределах ошибок измерений  $\rho$ ,  $\sigma$  и  $\beta^2$  значения  $\sigma_e$  и  $\sigma_{el}$  изменяются весьма слабо.

Для расчёта сечений необходимо задаться какой-либо моделью ядра. В легких ядрах ( $d$ ,  $He$ ,  $O$  и  $C$ ), как показывают опыты по рассеянию электронов, распределение нуклонов соответствует гармоническому осциллятору. Если предположить, что внутриядерные нуклоны независимы, то для плотности распределений имеем

$$\delta = \Psi(\mathbf{r}) \Psi^*(\mathbf{r}) = \prod_{i=1}^A \rho_s(\mathbf{r}_i); \quad \rho_s = \left(\frac{1}{\pi R^2}\right)^{3/2} e^{-r_i^2/R^2} \quad \text{при } A \leq 4 \quad (3)$$

$$\delta = \prod_{i=1}^4 \rho_s(\mathbf{r}_i) \prod_{j=4}^A \rho_p(\mathbf{r}_j); \quad \rho_p(\mathbf{r}_j) = \frac{2}{3\pi^{3/2} R^5} r_j^2 e^{-r_j^2/R^2}, \quad A > 4. \quad (4)$$

В случае более тяжелых ядер ( $A > 16$ ) нет достаточных оснований для выбора того или иного вида волновых функций. Для таких ядер мы приняли простое гауссовское распределение плотности (см. формулу (3)).

На рис. 1-4 и в таблице представлены результаты вычислений  $p$ -ядерных и  $\pi$ -ядерных сечений и соответствующие опытные данные<sup>/3/</sup>. Видно, что расчёт и эксперимент согласуются в случае легких ядер, т.е. ядер, волновые функции которых хорошо известны<sup>x/</sup>.

Что касается более тяжелых ядер, то здесь, как уже отмечалось, согласие хуже<sup>/10/</sup>. Это, видимо, является следствием того факта, что простое гауссовское распределение является очень грубым приближением. По-видимому, более точный выбор волновых функций позволит получить согласие и для тяжелых ядер. Таким образом, для вычисления интегральных сечений взаимодействий пионов и нуклонов с ядрами в области энергий от нескольких сотен Мэв и выше можно применять теорию Глаубера. Однако для тяжелых ядер она дает результаты не точнее, чем обычная оптическая модель.

<sup>x/</sup> Следует, однако, отметить следующее обстоятельство. Вследствие плохого разрешения по энергии в опытное значение  $\sigma_{el}$  часто вносится вклад и от квазиупругого рассеяния<sup>/3/</sup>.

Т а б л и ц а

Расчётные сечения /вмбн / взаимодействия протонов и пионов с ядрами при энергии 0,1; 1 и 10 Гэв. В скобках указаны экспериментальные значения сечений и энергии. Экспериментальные ошибки составляют несколько процентов.

ядро	сечение	T <sub>p</sub> = 100 Мэв	
		G <sub>1</sub>	G <sub>2</sub>
He	216 (117;136)	129 (169;53)	87 -
Be	442 (247;208)	255 -	217 (231;99)
C	530 (296;208)	272 -	258 (219;113)
Al	1037 (592;208)	505 -	537 (408;113)
Cu	2092 (1180;101)	996 -	954 (835;99)
Pt	5160 (4410;101)	2200 -	2260 (1831;99)
T <sub>p</sub> = 100 Мэв			
He	197 (207;105)	141 (74;105)	56 (133;105)
Be	407 (560;140)	235 (287;140)	172 (219;140)
C	497 (638;140)	277 (316;216)	220 (350;216)
Al	1010 -	526 -	484 -
Cu	2047 -	1033 -	1014 -
Pt	5096 (2400;85)	2591 -	2505 (2356;216)
T <sub>p</sub> = 1 Гэв			
He	140 (152;1)	36 (41±6; 1)	104 (111;1)
Be	282 (301;2,2)	74 (65; 2,2)	208 (236; 2,2)
C	353 (370;1)	101 (112;1)	252 (258; 1)
Al	726 (823; 0,9)	214 (453; 0,9)	512 (370; 0,9)
Cu	1511 (1530; 0,9)	485 (790; 0,9)	1026 (740;0,9)
Pt	3870 (3155;1)	1400 -	2470 (1660;0,9)
T <sub>p</sub> = 1 Гэв			
He	121 (130;1,16)	28 (36;1,16)	93 (94;1,16)
Be	243 (273;0,97)	59 (76±15; 0,97)	184 (197;0,97)
C	316 (325; 1,06)	82 (78±21; 0,97)	234 (252;0,97)
Al	650 (659; 0,97)	178 (217;0,97)	472 (442;0,97)
Cu	1359 -	407 -	951 -
Pt	3507 (2100;1,36)	1197 -	2310 (1690;0,97)
T <sub>p</sub> = 10 Гэв			
He	135 -	35 -	100 -
Be	276 (278;18,4)	74 (51;18,4)	202 (227;18,4)
C	344 (345;8,3)	100 (81;20)	244 (215;10)
Al	717 (687;18,4)	214 (215;18,4)	503 (472;18,4)
Cu	1500 (1360;18,4)	490 (510;18,4)	1010 (850;18,4)
Pt	3860 (3290;18,4)	1420 (1540;18,4)	2440 (1750;18,4)
T <sub>p</sub> = 10 Гэв			
He	91 -	15 -	76 -
Be	191 -	36 -	155 -
C	246 -	50 -	196 -
Al	516 -	117 -	399 -
Cu	1113 -	288 -	825 (672;11,16)
Pt	3002 -	981 -	207 (1830;11,16)

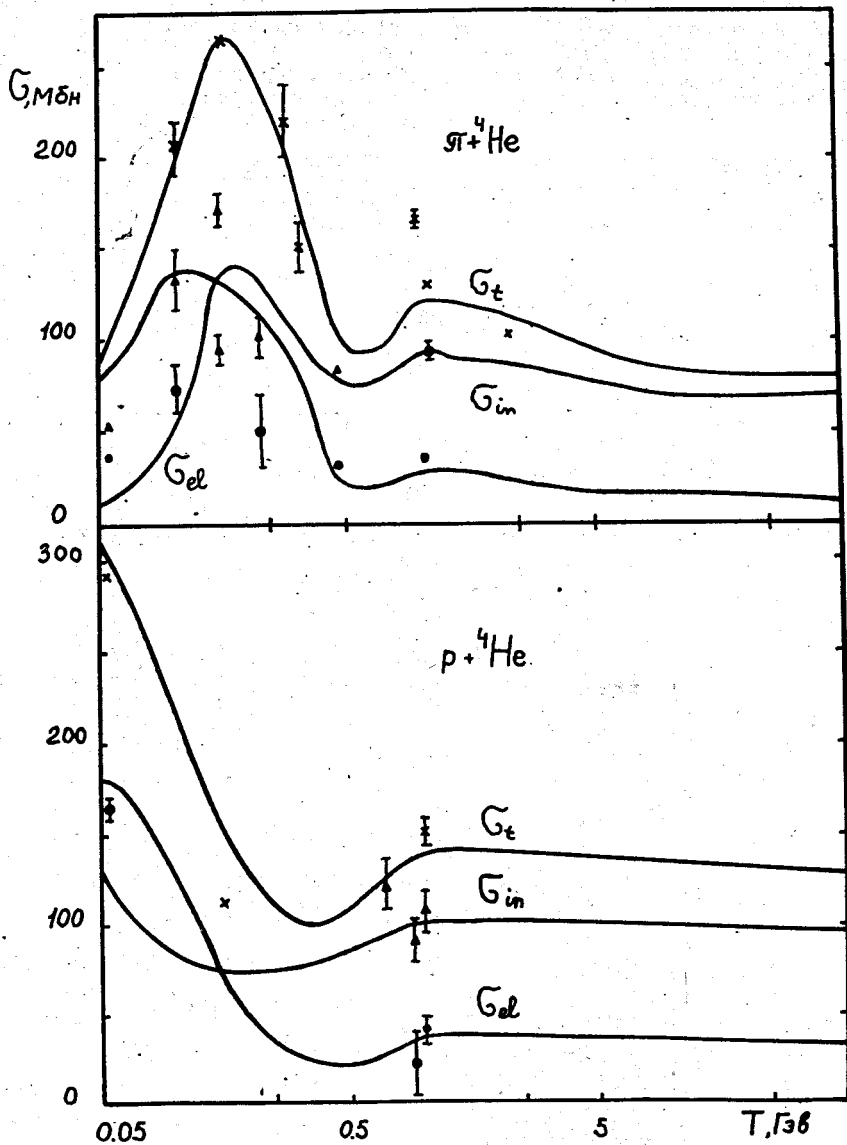


Рис. 1. Энергетическая зависимость интегральных ядерных сечений. Сплошная линия - расчёт. Значками  $\times$ ,  $\bullet$  и  $\blacktriangle$  отмечены соответственно экспериментальные значения сечений  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{el}$  и  $\sigma_{in}$  [3].

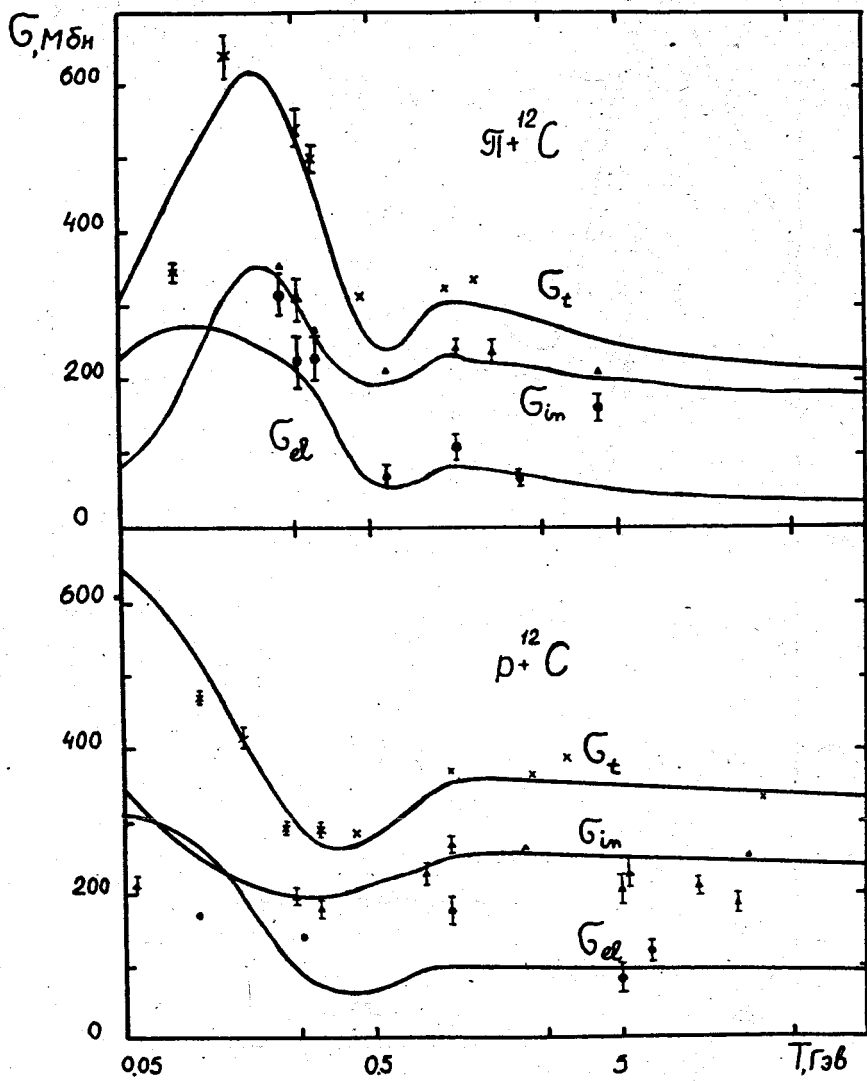


Рис. 2. То же, что и на рис. 1.

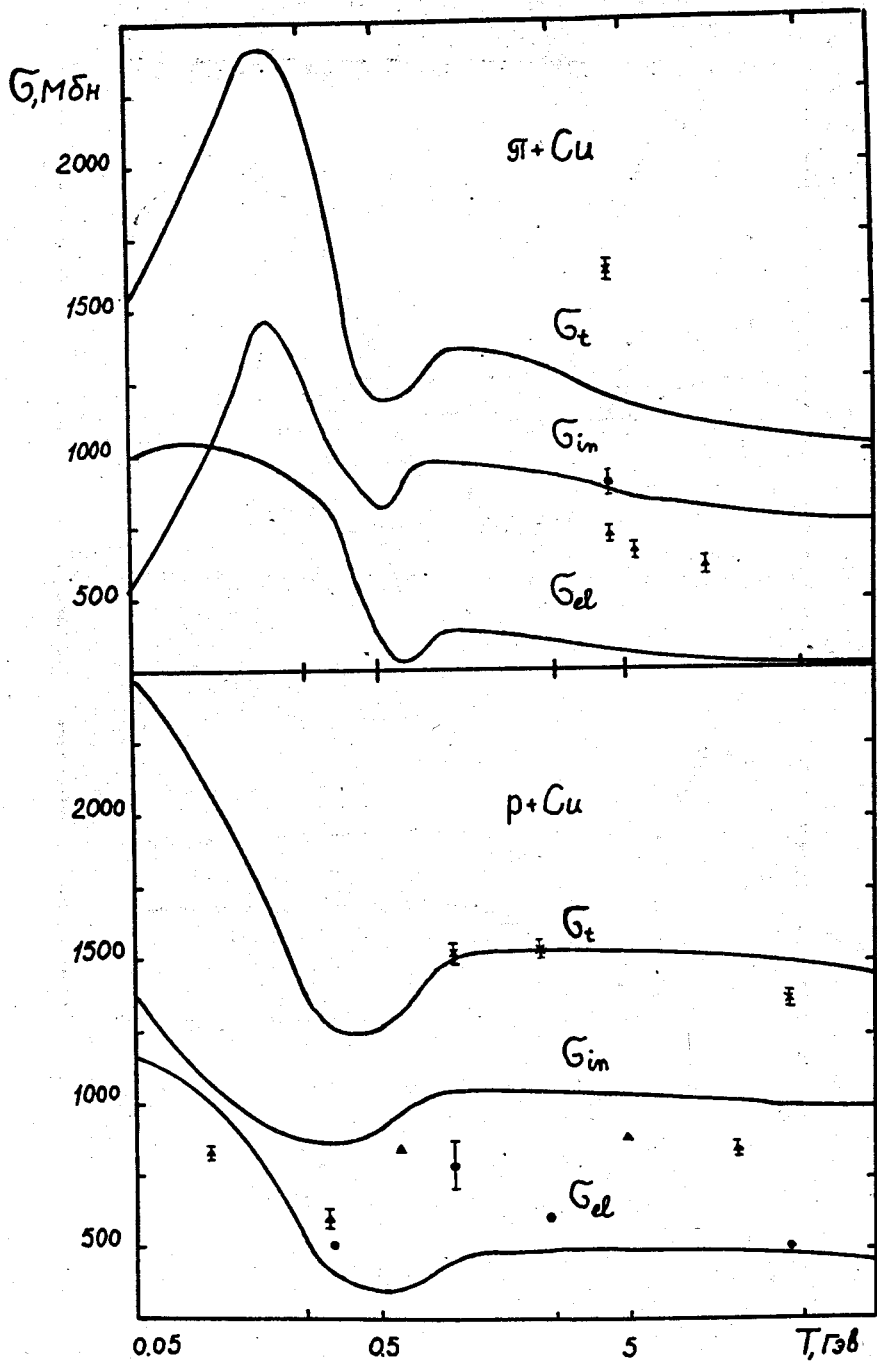


Рис. 3. То же, что и на рис. 1.



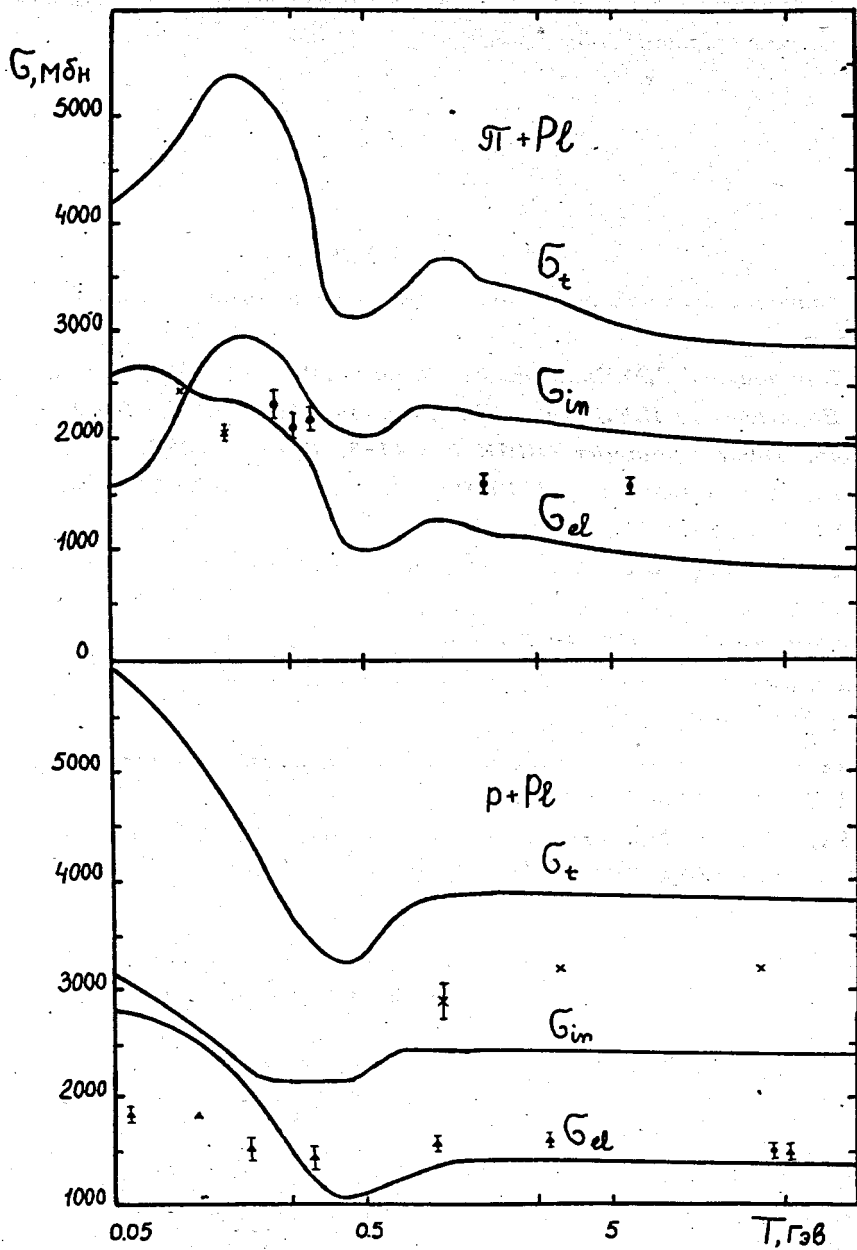


Рис. 4. То же, что и на рис. 1.

Автор благодарит В.С.Барашенкова, а также В.Д.Тонеева и В.М.Мальцева за многочисленные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

1. П.Е.Ходгсон. Оптическая модель упругого рассеяния. Атомиздат, М., 1968 г.
2. В.С.Барашенков, С.М.Елисеев. Сообщение ОИЯИ P2-4333, Дубна, 1969.
3. В.С.Барашенков, К.К.Гудима, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ P3-4068, Дубна, 1968; Препринт ОИЯИ P2-4183, Дубна, 1968.
4. С.М.Елисеев. Сообщения ОИЯИ P2-4258, Дубна, 1969; Препринт ОИЯИ P2-4160, Дубна, 1968.
5. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ P2-4292, Дубна, 1969. Направлено в УФН.
6. L.Lesniak, H.Wolek. Nucl. Phys., A125, 665 (1969).
7. R.J.Grauber. Статья в сборнике. Lectures in theoretical Physics, Int. Publ., Inc., 1959, 1, p. 315.
8. В.С.Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц, Изд-во "Наука", М., 1966.
9. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Препринт ОИЯИ P2-3850, Дубна, 1968.
10. A.Y.Abul-Magd. Nucl. Phys., B8 638 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

29 мая 1969 года.