

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

465/2-80

4/2-80

1 - 12797

А.П.Гаспарян, Н.С.Григалашвили, Т.Р.Джалагания,
Н.К.Куциди, Ю.В.Тевзадзе

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР С ЯДРАМИ
В РАМКАХ ПРОСТЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

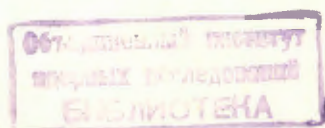
1979

1 - 12797

А.П.Гаспарян, Н.С.Григалашвили,* Т.Р.Джалагания,*
Н.К.Куциди,* Ю.В.Тевзадзе*

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР С ЯДРАМИ
В РАМКАХ ПРОСТЫХ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

*Тбилисский государственный университет



Гаспарян А.П. и др.

1 - 12797

Анализ сечений неупругих взаимодействий релятивистских ядер с ядрами в рамках простых геометрических моделей

На основе данных с 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной релятивистскими ядрами, а также данных других экспериментов, проведен анализ сечений неупругих взаимодействий релятивистских ядер с ядрами, согласно модели твердых сфер с перекрытием. Показано, что учет кривизны поверхности в параметре перекрытия ядер приводит к лучшему согласованию данных.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ и Тбилисском государственном университете.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Gasparian A.P. et al.

1 - 12797

Analysis of Inelastic Cross Sections of the Interactions of Relativistic Nuclei with Nuclei in the Framework of Simple Geometric Models

Based on the data obtained using the 2 m propane bubble chamber (HEL, JINR) and on the data from other experiments, the analysis has been carried out of inelastic cross sections of the interactions of relativistic nuclei with nuclei according to the model of solid spheres with overlap. It is shown that taking into account the curvature of the surface of nuclei in the overlap parameter leads to a better agreement of the data.

The investigation has been performed at the High Energy Laboratory, JINR and Tbilisi State University.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

В настоящей работе проводится анализ неупругих сечений взаимодействия релятивистских ядер^{/1/}. Экспериментальный материал получен с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, в рабочем объеме которой были помещены три пластины из тантала^{/2/}. Используются результаты экспозиции камеры в пучках ядер p, d, He, C при P₀ - импульсе на нуклон - 2,2 и 4,2 ГэВ/с. Некоторые данные по сечениям взаимодействия перечисленных релятивистских ядер с ядрами C и Ta опубликованы ранее^{/1/}. Для анализа использованы также данные других работ^{/3/}.

Анализ полученных таким образом величин неупругого сечения взаимодействия релятивистских ядер проводился по формулам:

$$\sigma(A_i, A_t) = \pi R_0^2 (A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - b)^2, \quad (1)$$

$$\sigma(A_i, A_t) = \pi R_0^2 [A_i^{1/3} + A_t^{1/3} - \beta(A_i^{-1/3} + A_t^{-1/3})]^2, \quad (2)$$

где R₀ - константа пропорциональности в выражении для радиуса ядер R = R₀A^{1/3}, A_i и A_t - массовые числа ядер пучка и мишени, соответственно. Величина b(β) выражает степень перекрытия ядерных поверхностей при их взаимодействии. Формула (1) получена в модели твердых сфер с перекрытием из простых геометрических соображений^{/4/} и широко используется для анализа сечений взаимодействий различных ядер^{/1,5/}.

Отметим, что при аппроксимации данных по обеим формулам в качестве свободных параметров брались как R₀, так и b(β). Результаты аппроксимации эксперимен-

гальных данных по формулам (1) и (2) для величин R_0 и $b(\beta)$ приведены в табл. 1 и 2. В последней колонке таблиц указана величина уровней достоверности (C.L.).

Как видно из приведенных в таблицах результатов аппроксимации, выражение (1) удовлетворительно описывает экспериментальные данные в довольно широком диапазоне значений A_i и, особенно, A_t . Однако получающееся при этом значение параметра R_0 зависит от массовых чисел сталкивающихся ядер, хотя физический смысл его введения заключается как раз в его универсальности. Существенно меняется также параметр b . Таким образом, выявляется не совсем полная адекватность соотношения (1) с реальной физической картиной взаимодействия. Это может быть обусловлено тем, что формула (1) не учитывает изменения формы распределения ядерной материи при переходе от легких к тяжелым ядрам, т.е. не учитывает кривизны поверхности ядер в параметре перекрытия. Действительно, как известно, плотность нуклонов в легких ядрах имеет гауссовское распределение с довольно широко размытым краем. С другой стороны, плотность ядерной материи в тяжелых ядрах описывается распределением Ферми. Следовательно, в тяжелых ядрах доля нуклонов, находящихся около поверхности, гораздо меньше, чем в легких. Поэтому в величине параметра перекрытия доминирующую роль будет играть более легкое ядро. Именно это и учитывается в явном виде в формуле (2), приведенной в работе^{/6/}, где

$$b = \beta(A_i^{-1/3} + A_t^{-1/3}). \quad (3)$$

Тот факт, что в варианте модели^{/6/} во взаимодействиях выделяется роль поверхностных нуклонов, согласуется, например, с подходом модели Глаубера, с одной стороны^{/7/}, а также с формой распределения плотности ядерной материи в модели мягких сфер^{/8/}.

Результаты совместной аппроксимации зависимости $\sigma = f(A_i, A_t)$ для легкой (C) и тяжелой (Ta) мишеней при $R_0 = 2,2$ и $4,2$ ГэВ/с на нуклон представлены на рис. 1 и 2.

Таблица 1

Величины параметров R_0 и $b(\beta)$, полученные в результате аппроксимации сечений неупругих взаимодействий по формулам (1) и (2) на разных мишенях.

Взаимодействие ядра (A_i) A_t	Формула	R_0 [fm]	$b(\beta)$	C.L.
а (p,d,He,C) p	(1)	$1,47 \pm 0,09$	$1,28 \pm 0,07$	0,12
	(2)	$1,13 \pm 0,06$	$0,56 \pm 0,04$	0,22
б (d,He,C) p	(1)	$1,28 \pm 0,13$	$1,11 \pm 0,14$	0,43
	(2)	$1,07 \pm 0,08$	$0,50 \pm 0,08$	0,32
в (d,He,C) d	(1)	$1,57 \pm 0,04$	$1,21 \pm 0,06$	I
	(2)	$1,32 \pm 0,03$	$0,62 \pm 0,03$	0,27
г (d,He,C) He	(1)	$1,56 \pm 0,04$	$1,27 \pm 0,09$	I
	(2)	$1,29 \pm 0,03$	$0,67 \pm 0,06$	0,14
д (p,d,He,C) C**	(1)	$1,65 \pm 0,22$	$1,47 \pm 0,29$	I
	(2)	$1,28 \pm 0,09$	$0,68 \pm 0,17$	I
е (d,He,C) C**	(1)	$1,54 \pm 0,27$	$1,28 \pm 0,46$	I
	(2)	$1,25 \pm 0,12$	$0,62 \pm 0,28$	I
ж (p,d,He,C) C***	(1)	$1,62 \pm 0,25$	$1,50 \pm 0,25$	0,47
	(2)	$1,22 \pm 0,10$	$0,70 \pm 0,20$	0,45
з (d,He,C) C***	(1)	$1,45 \pm 0,34$	$1,21 \pm 0,64$	0,30
	(2)	$1,20 \pm 0,15$	$0,55 \pm 0,36$	0,25
и (d,He,C,O) C	(1)	$1,85 \pm 0,16$	$1,76 \pm 0,23$	0,27
	(2)	$1,41 \pm 0,07$	$1,00 \pm 0,17$	0,13
к (He,C,O) C	(1)	$1,08 \pm 0,23$	$2,10 \pm 0,27$	I
	(2)	$1,55 \pm 0,11$	$1,38 \pm 0,24$	I
л (He,C,O) Cu	(1)	$1,32 \pm 0,30$	$0,61 \pm 1,30$	I
	(2)	$1,22 \pm 0,09$	$0,24 \pm 0,67$	I
м (He,C,O) Pb	(1)	$1,32 \pm 0,30$	$0,61 \pm 1,30$	I
	(2)	$1,22 \pm 0,09$	$0,24 \pm 0,67$	I
н (p,d,He,C) Ta*	(1)	$2,66 \pm 0,44$	$3,93 \pm 0,48$	0,37
	(2)	$1,40 \pm 0,14$	$1,23 \pm 0,64$	0,29
о (d,He,C) Ta*	(1)	$2,62 \pm 0,66$	$3,95 \pm 0,96$	0,27
	(2)	$1,51 \pm 0,19$	$1,89 \pm 0,86$	0,18
п (p,d,He,C) Ta**	(1)	$2,50 \pm 0,48$	$3,71 \pm 0,70$	I
	(2)	$1,48 \pm 0,11$	$1,59 \pm 0,51$	I
р (d,He,C) Ta***	(1)	$2,52 \pm 0,58$	$3,79 \pm 0,84$	I
	(2)	$1,51 \pm 0,19$	$1,88 \pm 0,70$	I

х) - Данные с 2 м ШПК при $R_0 = 2,2$ ГэВ/с
 хх) - Те же данные при $R_0 = 4,2$ ГэВ/с.

Таблица 2

Величины параметров R_0 и $b(\beta)$, полученные при аппроксимации сечений неупругих взаимодействий по формулам (1) и (2) для разных пар мишеней.

	Взаимодействующие ядра (A_i) A_t	Формула	R_0 [фм]	$b(\beta)$	S.L.
а	(p,d,He,C)(C,Ta)**	(1)	$1,48 \pm 0,08$	$1,24 \pm 0,16$	0,61
		(2)	$1,32 \pm 0,05$	$0,75 \pm 0,11$	0,80
б	(d,He,C)(C,Ta)**	(1)	$1,46 \pm 0,09$	$1,15 \pm 0,21$	0,51
		(2)	$1,33 \pm 0,06$	$0,77 \pm 0,15$	0,56
в	(He,C)(C,Ta)**	(1)	$1,56 \pm 0,14$	$1,37 \pm 0,32$	0,35
		(2)	$1,41 \pm 0,09$	$1,09 \pm 0,27$	0,50
г	(p,d,He,C)(C,Ta)**	(1)	$1,49 \pm 0,06$	$1,33 \pm 0,14$	0,41
		(2)	$1,33 \pm 0,04$	$0,85 \pm 0,10$	0,58
д	(d,He,C)(C,Ta)**	(1)	$1,49 \pm 0,07$	$1,29 \pm 0,18$	0,38
		(2)	$1,35 \pm 0,05$	$0,91 \pm 0,14$	0,38
е	(He,C)(C,Ta)**	(1)	$1,58 \pm 0,09$	$1,49 \pm 0,21$	0,43
		(2)	$1,42 \pm 0,06$	$1,16 \pm 0,18$	1
ж	(C,O)(C,Cu)	(1)	$1,27 \pm 0,11$	$0,89 \pm 0,43$	0,37
		(2)	$1,24 \pm 0,06$	$0,31 \pm 0,34$	0,39
з	(He,C)(Cu,Ta*)	(1)	$1,36 \pm 0,21$	$0,78 \pm 0,89$	0,13
		(2)	$1,26 \pm 0,11$	$0,52 \pm 0,66$	0,13
и	(He,C)(Cu,Ta**)	(1)	$1,52 \pm 0,19$	$1,36 \pm 0,62$	0,29
		(2)	$1,32 \pm 0,10$	$0,79 \pm 0,55$	0,16
к	(He,C,O)(Cu,Pb)	(1)	$1,21 \pm 0,08$	$0,12 \pm 0,50$	0,86
		(2)	$1,21 \pm 0,06$	$0,14 \pm 0,41$	0,88
л	(C,O)(Cu,Pb)	(1)	$1,31 \pm 0,11$	$0,34 \pm 0,64$	1
		(2)	$1,21 \pm 0,07$	$0,18 \pm 0,62$	0,58

х) Данные с 2-м ШК при $P_0 = 2,2$ ГэВ/с

хх) - те же данные при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с

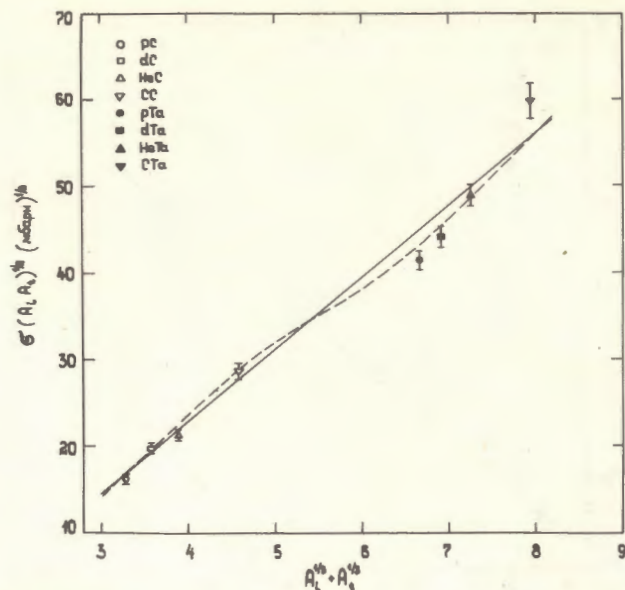


Рис. 1. Сечения неупругого взаимодействия при $P_0 = 2,2$ ГэВ/с на нуклон в зависимости от атомного веса ядра-снаряда A_i и ядра-мишени A_t . Экспериментальные точки получены на 2 м ППК. Сплошная линия - зависимость расчетных неупругих сечений в результате аппроксимации по формуле /1/ ($R_0 = (1,48 \pm 0,08)$ фм, $b = 1,24 \pm 0,16$), штрихованная линия - по формуле /2/ ($R_0 = (1,32 \pm 0,05)$ фм, $b = 0,75 \pm 0,11$).

Зависимость на рис. 1 соответствует аппроксимации величин сечений при импульсах налетающих ядер $P_0 = 2,2$ ГэВ/с на нуклон, а на рис. 2 - $P_0 = 4,2$ ГэВ/с на нуклон. Сплошной линией нанесены зависимости расчетных сечений неупругих взаимодействий от $A_i^{1/3} + A_t^{1/3}$ в результате аппроксимации по формуле (1), штрихованной линией - по формуле (2).

Обе формулы удовлетворительно описывают экспериментальные данные. По формуле (1):

$$R_0 = (1,49 \pm 0,08) \text{ фм}, \quad b = 1,24 \pm 0,16 \quad P_0 = 2,2 \text{ ГэВ/с}$$

$$R_0 = (1,49 \pm 0,06) \text{ фм}, \quad b = 1,33 \pm 0,14 \quad P_0 = 4,2 \text{ ГэВ/с}$$

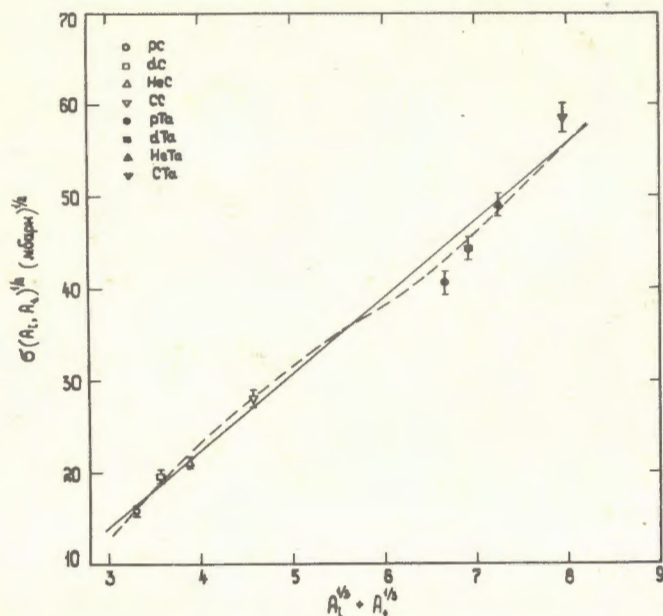


Рис. 2. Сечения неупругих взаимодействий при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с на нуклон в зависимости от атомного веса ядра-снаряда A_i и ядра-мишени A_t . Экспериментальные точки получены на 2 м ППК. Сплошная линия - зависимость расчетных неупругих сечений в результате аппроксимации по формуле (1) ($R_0 = (1,49 \pm 0,06) \Phi_M$, $b = 1,32 \pm 0,14$). Штрихованная линия - по формуле (2) ($R_0 = (1,33 \pm 0,04) \Phi_M$, $b = 0,85 \pm 10$).

а по формуле (2):

$$R_0 = (1,32 \pm 0,05) \Phi_M, \beta = 0,75 \pm 0,11 \quad P_0 = 2,2 \text{ ГэВ/с}$$

$$R_0 = (1,33 \pm 0,04) \Phi_M, \beta = 0,85 \pm 0,10 \quad P_0 = 4,2 \text{ ГэВ/с.}$$

Зависимость сечения от A_i и A_t , согласно (1) и (2), изучалась и при фиксированных мишенях С и Та в отдельности для тех же налетающих ядер.

Из проведенного анализа следует, что:

1) значение параметра R_0 , полученное из (1), всегда больше, чем то же значение, полученное из (2). Причем значения R_0 , полученные по формуле (2), более стабильны, чем для формулы (1) (см. табл. 1 и рис. 3а);

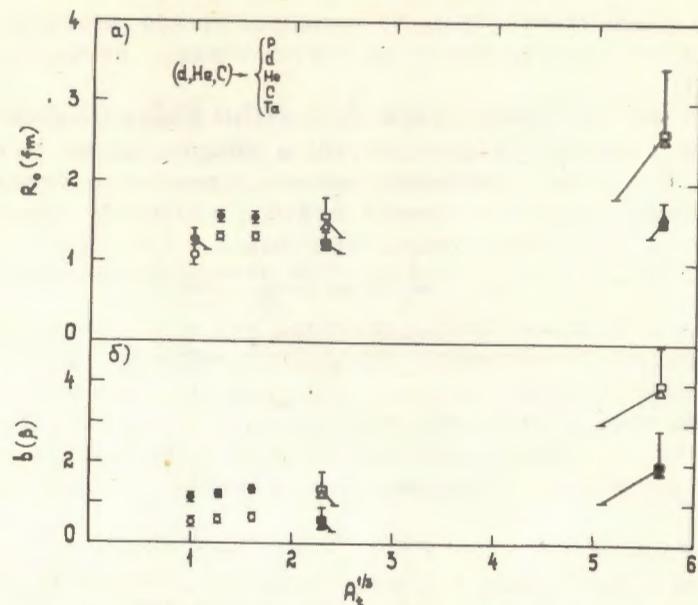


Рис. 3. Значения параметров R_0 и $b(\beta)$, полученные при аппроксимации экспериментальных величин сечений неупругих взаимодействий по формулам (1) и (2) в зависимости от массового числа мишени A_t . \square, \blacksquare - точки, полученные с использованием данных с ППК при $P_0 = 2,2$ ГэВ/с. Δ, \blacktriangle - $P_0 = 4,2$ ГэВ/с.

2) аналогичное заключение можно сделать, по-видимому, и относительно стабильности параметра β (см. рис. 3б);

3) для тяжелой мишени, при исключении из налетающих ядер дейтона, параметр перекрытия $b(\beta)$ становится практически неопределенным, т.е. теряет физический смысл, и здесь применима модель твердых сфер без перекрытия (см. табл. 1, реакции $\Lambda - M$). Проведенная нами аппроксимация данных для этих реакций при фиксированном значении $b(\beta) = 0$ также приводит к хорошему согласию (С.Л. ≈ 1), однако значение R_0 по обеим формулам при этом несколько уменьшается ($R_0 = 1,21 \pm 0,02$) Φ_M . Факт иного поведения для дейтона, воз-

можно, объясняется тем, что распределение ядерной материи не соответствует ни гауссовскому, ни ферми-евскому;

4) в случае объединения данных на разных парах мишеней (табл. 2) имеют место, в общем, те же тенденции. В случае, когда обе мишени тяжелые и среди налетающих ядер отсутствует дейтрон, параметр перекрытия также теряет физический смысл (см. табл. 2, реакции ж, з, к, л).

В заключение можно сказать, что в исследованном нами достаточно широком интервале массовых чисел взаимодействующих ядер для описания сечения взаимодействия хорошо работает простая геометрическая картина. Учет кривизны поверхности ядер в параметре перекрытия приводит к физически более последовательной картине.

Авторы выражают благодарность Л.Т.Ахобадзе, М.М. Куталия и Э. Схиладзе за помощь в работе, А.А. Джураеву - за ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abdrahmanov E.O. et al. JINR E1-11517, Dubna, 1978.
2. Абдрахманов Е.О. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1020.
3. Jaros J.A. Preprint LBL-3849, Berkeley, 1975.
Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, P1-10592, Дубна, 1977.
Аблеев В.Г. и др. ОИЯИ, P1-10565, Дубна, 1977.
Lindström P.J. et al. Proc. 14th Int. Conf. on Cosmic Rays, Munich, 1975, p.2315.
4. Bradt H.L., Peters V. Phys.Rev., 1950, 77, p.54.
5. Cleghorn T.F. et al. Can.J.Phys., 1968, 46, p.572.
6. Heckman H.H. et al. Phys.Rev., 1978, C17, p.1735.
7. Goldhaber A.S., Heckman H.H. Ann.Rev.Nucl.Part. Sci., 1978, 28, p.161.
8. Karol P.J. Phys.Rev., 1975, C11, p.1203.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 сентября 1979 года.