

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ НЕУПРУГОГО СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

Б.И. Горячев, Н.В. Линькова

*Рассчитаны полные сечения неупругого сильного взаимодействия и получена их параметризация для ряда ядер, взаимодействующих с ураном и ядерной фотоэмульсией, до значений лоренц-фактора  $\gamma \approx 10^6 \div 10^7$ .*

Современную релятивистскую ядерную физику на ускорителях характеризует рост лоренц-фактора  $\gamma$  ускоряемых ядер, увеличение их заряда  $Z$  и массового числа  $A$ . Освоено ускорение релятивистских ионов, представляющих собой полностью ионизованные атомы элементов среднего атомного веса. Заметен также прогресс в изучении ядер все больших энергий и зарядов в первичном космическом излучении. В детекторах частиц высоких энергий часто применяются вещества, имеющие достаточно высокие значения заряда  $Z_T$  и  $A_T$  (ядерные фотоэмульсии, свинцовые рентгено-эмульсионные камеры, урановые ионизационные калориметры /1/).

В настоящей работе проведен расчет и анализ энергетической зависимости полных сечений неупругого сильного взаимодействия  $\sigma_s$  с ураном ( $A_T = 238$ ;  $Z_T = 92$ ) и фотоэмульсией (эффективные значения  $A_T = 75$  и  $Z_T = 41$ ) для ядер сверхвысоких энергий ( $\gamma > 10^3$ ), представляющих широкий диапазон значений  $A$ , таких как  $^2D$ ,  $^6Li$ ,  $^7Li$ ,  $^9Be$ ,  $^{11}B$ ,  $^{12}C$ ,  $^{13}C$ ,  $^{40}Ca$ ,  $^{56}Fe$ ,  $^{208}Pb$ . Предполагается, что бомбардирующие ядра полностью лишены электронных оболочек. Расчет  $\sigma_s$  проведен в рамках двухстадийной модели /2/, которая предполагает независимое взаимодействие нуклонов налетающего ядра с ядром-мишенью. При  $\gamma < 10 \div 10^2$  были проведены сходные расчеты  $\sigma_s$  в ряде работ, в принципиальном отношении следующих /3/. Подход /3/ отвечает интегрированию по параметру соударения  $b$  и вычислению вероятности того, что ни один нуклон бомбардирующего ядра не провзаимодействует с нуклонами ядра-мишени при каждом  $b$ . Таким образом, расчет  $\sigma_s$  опирается на знание волновых функций (распределение плотности ядерной материи) основных состояний соударяющихся ядер и не требует учета перерасеяния нуклонов. Вся информация, отражающая специфику взаимодействия при высоких энергиях, содержится при этом в зависимости от  $\gamma$  полного нуклон-

Т а б л и ц а 1

Параметры аппроксимации (1), воспроизводящей результаты расчета  $\sigma_s$

Ядро		$^2D$	$^6Li$	$^7Li$	$^9Be$	$^{11}B$	$^{12}C$	$^{13}C$	$^{40}Ca$	$^{56}Fe$	$^{208}Pb$
$\sigma_0$ ,	U	1,731	2,575	2,664	2,840	2,979	3,043	3,103	4,107	4,493	6,630
	Em	0,823	1,410	1,476	1,609	1,715	1,763	1,809	2,592	2,900	4,654
$a \times 10^2$	U	6,89	5,02	5,03	4,66	4,50	4,44	4,37	3,62	3,42	2,72
	Em	10,80	7,22	7,16	6,54	6,26	6,14	6,04	4,81	4,49	3,43
$\delta \times 10^4$	U	7,12	6,07	5,73	5,77	5,62	5,54	5,51	4,74	4,52	3,70
	Em	9,08	7,88	7,47	7,54	7,33	7,25	7,16	6,05	5,73	4,56

нуклонного сечения  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}}$ . В расчете использовалась модель кварк-глюонных струн /4/, предсказывающая энергетический ход  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}}(\gamma)$  вплоть до  $\gamma \cong 10^{10}$ . Распределение плотности нуклонов в случае дейтона описывалось волновой функцией Хьюлтена, для других ядер — стандартным распределением Ферми. Распределение Гаусса дает для легких ядер результат, отличающийся лишь на  $2 \div 3$  процента. Модель /2/ характеризуется некоторой асимметрией относительно перемены ролями ядра-мишени и налетающего ядра. Проверка показала, что значения  $\sigma_S$  при такой замене совпадают в пределах двух процентов.

Расчетную зависимость  $\sigma_S$  от  $\gamma$  можно параметризовать выражением

$$\sigma_S(\gamma) = \sigma_0 (\ln \gamma)^{a + \delta \ln \gamma}, \quad (1)$$

воспроизводящим результаты расчета с точностью не хуже  $\sim 0,05\%$  для  $10^3 \leq \gamma \leq 10^{10}$ . В табл. 1 приведены параметры  $\sigma_0$ ,  $a$  и  $\delta$  для урана (U) и фотозмульсии (Em). Масштабный параметр  $\sigma_0$  имеет смысл полного неупругого сечения в диапазоне кинетической энергии релятивистских ядер несколько ГэВ/нуклон и может быть определен как расчетным путем, так и из эксперимента.

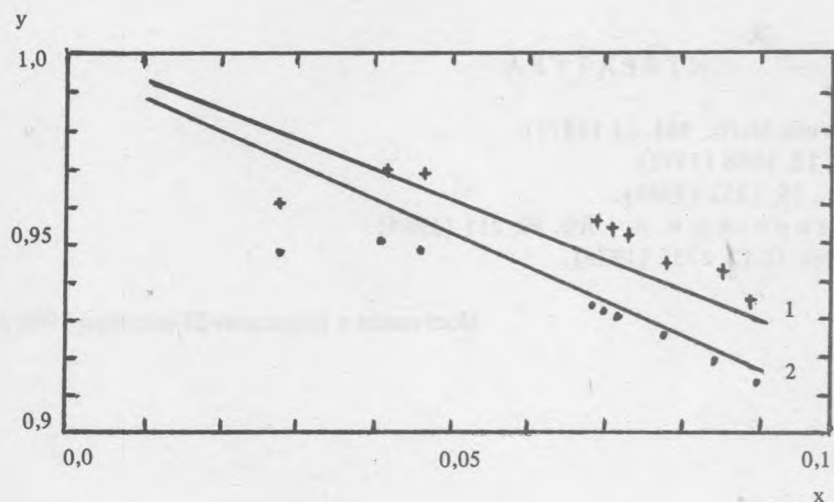


Рис. 1. Зависимость  $y = \sigma_S^{1/2} \pi^{-1/2} r_0^{-1} \times (A^{1/3} + A_T^{1/3})^{-1}$  от  $x = (A^{-1/3} + A_T^{-1/3}) (A^{1/3} + A_T^{1/3})^{-1}$  для ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{11}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}$ , взаимодействующих с ураном. Крестами обозначены результаты расчетов при  $\gamma = 10^6$ , точками — при  $\gamma = 10^3$ . Прямые соответствуют параметризации (3): 1 — при  $\gamma = 10^6$ , 2 — при  $\gamma = 10^3$ .

Интерес представляет энергетическая зависимость  $\sigma_S(\gamma)$ , связанная с безразмерными коэффициентами  $a$  и  $\delta$ . Как видно из (1), эта зависимость весьма слаба: геометрический фактор является определяющим для  $\sigma_S$  и в области сверхвысоких энергий. В то же время рост  $\sigma_{\text{tot}}^{\text{NN}}(\gamma)$  при увеличении лоренц-фактора приводит к небольшому росту  $\sigma_S(\gamma)$ . Это связано с тем, что ядра при столкновении не могут рассматриваться как абсолютно черные и их прозрачность уменьшается с увеличением энергии. При возрастании на порядок энергии налетающих ядер сечение  $\sigma_S$  увеличивается примерно на  $(0,8 \div 1,8)\%$  для урана и на  $(1 \div 1,9)\%$  для эмульсии. Коэффициенты  $a$  и  $\delta$  постепенно уменьшаются с ростом  $A$ , поэтому для более легких ядер скорость роста  $\sigma_S$  с энергией больше, чем для тяжелых. Это наиболее выражено в случае дейтона. Сопоставляя полученные результаты для урана и эмульсии, отметим, что рост  $\sigma_S$  в области сверхвысоких энергий тем заметнее, чем менее резко выражена поверхность соударяющихся ядер. Именно в этом случае ослабляется роль геометрического фактора. Параметризацию сечения  $\sigma_S$  с учетом варьирования  $A$  и  $A_T$  можно получить, следуя часто используемой аппроксимационной формуле /5/

$$\sigma_S = \pi r_0^2 [A^{1/3} + A_T^{1/3} - \beta(A^{-1/3} + A_T^{-1/3})]^2, \quad (2)$$

где подгонка под эксперимент в области энергий налетающих ядер до  $4 \div 5$  ГэВ/нуклон дает значения параметров  $r_0 = 1,3$  Фм и  $\beta = 0,93$ . Отрицательный член в квадратных скобках формулы (2) учитывает перекрытие ядер. Роль этого члена тем больше, чем больше прозрачность ядерной материи. На основе проведенных расчетов можно предложить следующую параметризацию, воспроизводящую энергетическую зависимость  $\sigma_S(\gamma)$ :

$$\sigma_S(\gamma) = \pi r_0^2 [A^{1/3} + A_T^{1/3} - (1 - 1,84 \cdot 10^{-2} \ln \gamma)(A^{-1/3} + A_T^{-1/3})]^2, \quad (3)$$

где  $r_0 = 1,3$  Фм. Формула (3) согласуется с расчетными данными для перечисленных выше ядер с точностью  $\sim 3\%$  в случае урана (рис. 1) и с точностью  $\sim 10\%$  в случае эмульсии, систематически занижая  $\sigma_S$  в последнем случае. Относительный энергетический ход  $\sigma_S(\gamma)$  передается формулой (3) с точностью  $\sim 3 \div 4\%$  в интервале  $10^3 \leq \gamma \leq 10^{10}$  для урана и эмульсии. Параметризация (3) не описывает удовлетворительно  $\sigma_S$  для дейтона, являющегося аномально рыхлой системой. Из формулы (3) ясно видно, что прозрачность ядер уменьшается с ростом  $\gamma$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fabjan C. W. et al. Nucl. Instrum. Meth., **141**, 61 (1977).
2. Hüfner J. et al. Phys. Rev. C, **12**, 1888 (1975).
3. Fernbach S. et al. Phys. Rev., **75**, 1352 (1949).
4. Кайдалов А. Б., Тер-Мартirosян К. А. ЯФ, **40**, 211 (1984).
5. Heckman H. H. et al. Phys. Rev. C, **17**, 1735 (1978).

Поступила в редакцию 28 октября 1986 г.