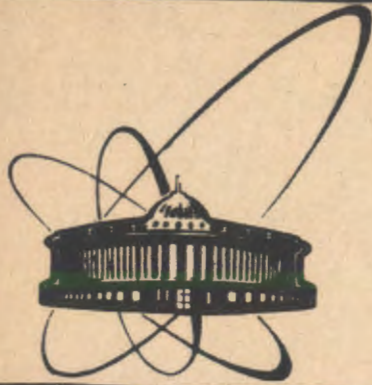


90-257



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б245

P2-90-257

В. С. Барашенков

АППРОКСИМАЦИЯ УПРУГИХ НУКЛОН-ЯДЕРНЫХ
СЕЧЕНИЙ

1990

Для математического моделирования ядерно-физических эффектов, инициируемых в сложных по своему химическому составу объектах потоками адронов высоких энергий, важно иметь простые аналитические аппроксимации сечений, применимые в широком интервале кинетических энергий T и массовых чисел ядер-мишеней A . В работе /1/ показано, что выражение

$$\sigma(T, A) = \pi r_0^2 \left[A^{1/3} + bA^{1/3}/(1+A^{1/3}) + d(1-2Z/A) - c(T) \right]^2 (1 - v/T_c), \quad (I)$$

где $r_0 = 1,1 \times 10^{-13}$ см, $b = 1,85$, $d = 2,5$ и $0,3$ соответственно для σ_{in} и σ_{el} , Z - зарядовое число ядра, v - кулоновский барьер, $T_c \approx T$ - энергия относительного движения, с точностью в несколько процентов аппроксимирует неупругие сечения $\sigma_{in}(T, A)$ для $T \geq 15$ МэВ и $A \geq 10^1$. К сожалению, сечения $\sigma_{el}(T, A)$ таким образом удается описать лишь для $T > 200$ МэВ. При меньших энергиях в экспериментальных значениях $\sigma_{el}(T, A)$ проявляется немонотонная структура с одним, а в случае тяжелых ядер с двумя "горбами", положение которых изменяется от одного ядра к другому, и выражение (I) становится совершенно непригодным.

Однако, если вместо кинетической энергии налетающей частицы T использовать переменную $J = T - T_{max}$, где

$$T_{max} = \begin{cases} 0,0379A^{1,16} \text{ МэВ}, & T \geq T_{min} \\ 5,68A^{0,505} \text{ МэВ}, & T < T_{min} \end{cases}$$

- положение "горбов" сечения $\sigma_{el}(T, A)$,

$$T_{min} = 2 A^{0,6} \text{ МэВ}$$

- положение разделяющего их минимума, то кривые $\sigma_{el}(J, A)$ при различных A становятся подобными друг другу и их снова можно аппроксимировать формулой (I), где теперь $c = c(J)$.

I) Поскольку сечение-инвариант, не зависящий от того, какую из сталкивающихся частиц выбрать в качестве налетающей, функция σ должна быть функцией энергии, рассчитанной на единицу массы этой частицы. Эта величина остается неизменной при переходе от лабораторной системы координат к обратной.

В препринте /1/ содержатся опечатки: члены с коэффициентом в приведенных там формулах (2) и (3) имеют вид $d(1-2Z/A)$,

$$d(T) = d / [1 - 0,82 \exp(-0,011T)] .$$



Таблица I.

Энергетическая зависимость функции $c(\mathcal{T})$

$T \leq T_{min}$		$T > T_{min}$	
$\mathcal{T}, \text{МэВ}$	$c(\mathcal{T})$	$\mathcal{T}, \text{МэВ}$	$c(\mathcal{T})$
-5	-1.55	-30	-0.11
-2.5	-1.7	-25	-0.15
0	-1.98	-20	-0.25
5	-1.7	-15	-0.42
10	-0.67	-10	-0.65
15	-0.23	0	-1.3
20	0.02	25	-0.78
25	0.04	50	0.05
30	0.04	75	0.92
-	-	100	1.5

Таблица II

Параболическая аппроксимация функции $c(\mathcal{T})$

Область энергий	Интервал энергий $\mathcal{T}_1 - \mathcal{T}_2$, ГэВ	a	b	c
$T \leq T_{min}$	-0,007±0	-1,980	-138,0	-10400
"	0 + 0,01	-1,980	-19,00	15000
"	0,01±0,033	-1,97	164,5	-3250
$T > T_{min}$	-0,03±0	-1,3	-77,67	-1267
"	0±0,06	-1,3	16,50	205,6
"	0,06±0,181	-1,929	47,96	-141,1

В таблице I приведены значения $c(\mathcal{T})$, для двух областей энергии (выше и ниже разделяющего "горбы" минимума), вычисленные с использованием значений $\sigma_{el}(T, A)$, ранее полученных в работе^{2/} путем "оптического усреднения" известных экспериментальных сечений. При практическом использовании значения $c(\mathcal{T})$ удобно аппроксимировать полиномом

$$c(\mathcal{T}) = a + b\mathcal{T} + c\mathcal{T}^2 \quad (2)$$

с указанным в таблице II коэффициентами. Точность совместного использо-

Таблица III

Относительная разность сечений $(\sigma_{el}^{эксн} - \sigma_{el}^T) / \sigma_{el}^{эксн}$, %
 где $\sigma_{el}^{эксн}$ - усредненное экспериментальное сечение
 из работы^{2/}, σ_{el}^T - аппроксимация (1), (2)

$T, \text{МэВ}$ ядро	150	100	50	20	15
c	13	-2	-10	4	3
o	7	6	< 0,5	9	3
Al	< 0,5	6	7	5	-16
Cu	1	8	-0,5	-18	-12
cd	-0,5	4	9	8	-2
Pb	-9	-0,5	-3	-5	-11
U	-7	-0,5	6	6	-6

вания выражений (1), (2) иллюстрируется таблицей III. Она вполне достаточна для решения большинства прикладных задач.

Таким образом, предложенные в данной работе и в работах^{1,3/} аппроксимации позволяют рассчитывать сечения нуклон- и пион-ядерных взаимодействий для всех ядер с массовыми числами $A > 10$ и энергий от полутора десятков МэВ до нескольких тысяч ГэВ²⁾. Можно думать, что выражение (1) применимо и при больших энергиях, если, пользуясь известными экспериментальными сечениями нуклон-нуклонных взаимодействий, функцию $c(T)$ вычислить с помощью оптической модели.

Литература

1. Барашенков В.С., Полянский Я., Соснин А.Н. ОИЯИ, P2-89-763, Дубна, 1989.
2. Барашенков В.С. ОИЯИ, P2-89-770, Дубна, 1989.
3. Барашенков В.С., Полянский Я., Соснин А.Н. ОИЯИ, P2-90-159, Дубна, 1990.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1990 года.

- 2) Следует еще раз подчеркнуть, что в области $T \leq 100-200$ МэВ, где сказывается нарушение зарядовой симметрии, отдельное рассмотрение "чисто ядерного" рассеяния, без учета кулоновских сил, не имеет большого смысла. Поэтому при $T \leq 100$ МэВ выражение (1) следует использовать лишь для нейтронов, то есть при $B=0$.