

К РАСЧЕТУ СЕЧЕНИЙ ВЫБИВАНИЯ НУКЛОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Б.И. Горячев, Н.В. Линькова

УДК 539.172.17

Показано, что в рамках двухстадийной модели можно получить сечения выбивания данного числа нуклонов из ядра-мишени при определенном числе нуклонов, выбитых из ядра-снаряда.

При анализе экспериментов по фрагментации релятивистских ядер используется двухстадийная модель. Первая стадия рассматривается как быстрый процесс столкновений нуклонов взаимодействующих ядер, который заканчивается выбиванием одного или нескольких нуклонов. Вторая — сравнительно медленная — связана со снятием возбуждения ядер-фрагментов. Разработка модели, основанная на теории Глаубера, дана в [1]. В [2] та же модель строилась на более общей основе — уравнении Больцмана.

Покажем, что на основе подхода, развитого в [1,2], можно получить информацию о сечениях выбивания нуклонов, характеризующую как ядро-снаряд, так и ядро-мишень.

Для среднего числа нуклонов ядра-снаряда, испытавших n столкновений в ядре-мишени, в зависимости от параметра соударения \vec{b} получено выражение [2]:

$$N_p^{(n)}(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{\infty} dz d\vec{b}' \rho_p(\vec{b}' - \vec{b}, z) \frac{[\chi(\vec{b}')]^n}{n!} \exp[-\chi(\vec{b}')] \quad (1)$$

Здесь

$$\chi(\vec{b}') = \sigma_{\text{tot}} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \rho_T(\vec{b}', z'); \quad (2)$$

σ_{tot} — среднее полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия в представляющем интерес диапазоне энергий; ось z выбрана вдоль направления движения ядра-снаряда; ρ_p и ρ_T — соответственно функции плотности нуклонов в ядре-снаряде и ядре-мишени, которые брались в виде распределений

Ферми и Гаусса. Результаты расчетов в обоих случаях совпадали в пределах 2 — 3 процентов. Для расчета сечений выбивания нуклонов из ядра-снаряда в /2/ использован способ, требующий привлечения априорной информации о полном неупругом сечении σ_{in} в ядро-ядерном столкновении. Однако эта задача может быть решена без применения подгоночных параметров, если интерпретировать

$$P_p^{(n)}(\vec{b}) = N_p^{(n)}(\vec{b})/A_p \quad (3)$$

как вероятность испытать n столкновений с нуклонами ядра-мишени в расчете на нуклон ядра-снаряда с массовым числом A_p при данном параметре соударения \vec{b} . Действительно, суммируя по всем кратностям столкновений ($n = 1, 2, 3$ и т.д.), получаем полную вероятность взаимодействия для нуклона ядра-снаряда $P_p(\vec{b})$. Когда ядро-ядерные столкновения происходят с относительной скоростью, близкой к c , можно считать, что нуклоны, испытавшие хотя бы одно столкновение, в конечном счете вылетают из ядра. Тогда вероятность $W_{pi}(\vec{b})$ выбивания i нуклонов из ядра-снаряда при данном \vec{b} определяется биномиальным распределением

$$W_{pi}(\vec{b}) = C_i^{A_p} P_p^i(\vec{b}) [1 - P_p(\vec{b})]^{A_p - i} \quad (4)$$

и соответствующее сечение σ_{pi} дается формулой

$$\sigma_{pi} = 2\pi \int_0^\infty W_{pi}(b) b db. \quad (5)$$

Приведенная схема расчета по существу совпадает с аналогичной схемой в /1/. * При необходимости вычислить сечение выбивания нуклонов из ядра-мишени σ_{Ti} расчет может быть обращен взаимной заменой индексов p и t .

Однако, исходя из соотношений (1) — (4), можно получить гораздо более детальную информацию. С помощью полиномиального распределения выразим вероятность события

$$W(\vec{b})_{q,r,s,\dots,t}^{(0),(1),(2)\dots(m)} = \frac{A!}{q!r!s! \dots t!} P^{(0)q}(\vec{b}) P^{(1)r}(\vec{b}) P^{(2)s}(\vec{b}) \dots P^{(m)t}(\vec{b}), \quad (6)$$

* Содержащаяся в /2/ критика работы /1/ представляется нам основанной на недоразумении.

в котором q нуклонов ядра-снаряда испытывают 0 столкновений; r — одно столкновение и т. д.; t нуклонов — максимально возможное число столкновений m (это число всегда можно ограничить). При этом справедливы соотношения $q + r + s + \dots + t = A$ и $P^{(0)}(\vec{b}) + P^{(1)}(\vec{b}) + P^{(2)}(\vec{b}) + \dots + P^{(m)}(\vec{b}) = 1$. Проводя соответствующее суммирование выражений (6), можно получить вероятности различных процессов. В частности, при периферических столкновениях легких ядер могут представлять интерес вероятности (и сечения) процессов, в которых каждый из i выбитых в ядре-снаряде нуклонов испытывает только одно соударение в ядре-мишени. Эта вероятность

$$W'_{pi}(\vec{b}) = C_i^A P P^{(1)i}(\vec{b}) [1 - P(\vec{b})]^A P^{-i} \quad (7)$$

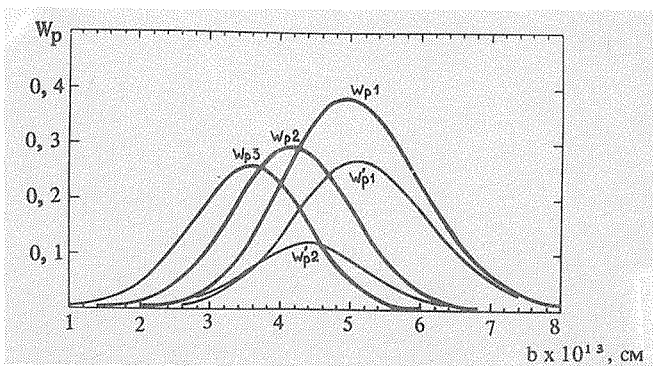
при $i = 1$ отвечает случаю появления в конечном состоянии одного релятивистского нуклона, движущегося почти с первоначальной скоростью ядра-снаряда, и одного каскадного нуклона, выбитого из ядра-мишени. Каскадные протоны могут быть уверенно идентифицированы в трековых детекторах и отличимы, в частности, от "испарительных" частиц, вылетающих из ядра-мишени во второй стадии ядро-ядерного столкновения /3/. Сечения σ'_{pi} , соответствующие вероятности (7), рассчитываются по формуле (5). Сечения и вероятности, полученные по приведенным выше формулам, даны в табл. 1 и на рис. 1. На рис. 1 изображены вероятности W_{p1} , W_{p2} , W_{p3} , а также W'_{p1} и W'_{p2} для случая ядро-ядерного столкновения $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ как функция параметра соударения b . Видно, что по мере увеличения b , величины W'_{pi} приближаются к соответствующим значениям W_{pi} . Это отражает уменьшение роли многократных столкновений нуклонов с ростом b . Кроме того, в среднем отношение W'_{pi}/W_{pi} падает при увеличении индекса i . В табл. 1 для ядро-ядерных столкновений $^7\text{Li} - ^{12}\text{C}$, $^7\text{Li} - ^{58}\text{Ni}$, $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} - ^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} - ^9\text{Be}$ приведены сечения σ_{p1} , σ_{p2} , σ_{p3} , σ'_{p1} , σ'_{p2} и σ_{in} . Для сравнения дано также значение σ_{in} , рассчитанное по оптической модели /4/. Во всех случаях в расчете использовалось значение $\sigma_{tot} = 40$ мб.

При взаимодействии легких ядер ($N \cong z \cong A/2$) сечения процессов, которые отвечают событиям с одним треком протона, вылетевшего из ядра-снаряда, можно аппроксимировать величиной $\sigma_a = 0,5(\sigma_{p1} + \sigma_{p2})$, учитывая невидимость нейтронов в трековых детекторах. Число треков из ядра-мишени при этом не фиксируется. Событиям, в которых наряду с треком релятивистского протона виден один трек каскадного протона, выбитого из ядра-мишени, приближенно соответствует сечение $\sigma'_a = 0,25(\sigma'_{p1} - \sigma'_{p2})$. Сечения σ_a и σ'_a также приведены в табл. 1. Как видно из таблицы, σ'_a составляет 25-30% от σ_a .

Таблица 1

Сечения процессов выбивания нуклонов

A_p	A_T	7	12	7	58	12	12	12	16	16	9
σ_{in} , мб		687		1370		866		1032		965	
σ_{p1} , мб		292		427		303		331		362	
σ_{p2} , мб		164		303		168		184		189	
σ_{p3} , мб		116		281		119		131		124	
σ'_{p1} , мб		203		263		219		220		255	
σ'_{p2} , мб		60		74		70		69		86	
σ_{in} , мб	опт. мод.	630		1430		870		1010		876	
σ_a , мб		278		365		235		257		275	
σ'_a , мб		66		84		73		72		85	

Р и с. 1. Зависимости вероятностей различных процессов для ядро-ядерного столкновения $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ от параметра соударения b .

Рассмотренный подход может быть полезен при анализе экспериментов, в которых изучается корреляция в возбуждении фрагментов ядра-снаряда и ядра-мишени при периферических ядро-ядерных столкновениях.

Поступила в редакцию 18 марта 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hüfner J., Schäfer K., Schürmann B. Phys. Rev. C, 12, 1888 (1975).
2. Malfliet R. A., Karant Y. Phys. Lett., 86B, 251 (1979).
3. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат., 1972 г.
4. Alexander G., Yekutieli G. Nuovo Cimento, 19, 103 (1961).