объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-81-310

З.Омбоо, А.С.Пак, С.Б.Саакян, А.В.Тарасов,
В.В. Ужинский

УЧЕТ КОРРЕЛЯЦИЙ ЦЕНТРА МАСС ЯДРА-МИШЕНИ В РАСЧЕТАХ СЕЧЕНИЙ ИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

1981

Хорошо известно, что техника расчета сечений процессов адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий в рамках теории многократного рассеяния /ТМР/ [1] заметно упрощается, если предположить полностью некоррелированные распределения нуклонов в ядрах. При рассмотрении процессов с участием легких ядер видно, что из всех реально существующих корреляционных эффектов наиболее существенные обусловлены так называемыми корреляциями центра масс ядра, связанными с ограничением вида $\sum_{i=1}^{A} \vec{r} = 0$, налагаемым на область интегрирования по координатам $\vec{r}_i$ нуклонов ядра A при вычислении амплитуд исследуемых процессов. В оболочечной модели ядра с осцилляторными волновыми функциями для вычисления некоторых сечений адрон-ядерных взаимодействий удается сформулировать сравнительно простые правила "раскоррелирования", связывающие величины сечений, рассчитанных с учетом и без учета корреляций центра масс. Так, например, в случае упругого адрон-ядерного рассеяния получается следующая связь "коррелированных" и "некоррелированных" сечений [2]:

$$\left(\frac{d\sigma_{\text{упр}}}{dt}\right)_{\text{кор}} = K^2(t)\left(\frac{d\sigma_{\text{упр}}}{dt}\right)_{\text{некор}} ; \quad K(t) = e^{-t/4A\alpha} . \qquad /1/$$

Здесь A - число нуклонов ядра, а α - его осцилляторный параметр. Сечения же процессов рассеяния частицы ядром, просуммированные по всевозможным возбуждениям мишени с помощью условия полноты $\sum_f |f><f| = 1$, оказываются "инвариантными" относительно операции включения корреляций центра масс [3]:

$$\left(\sum_f \frac{d\sigma_{if}}{dt}\right)_{\text{кор}} = \left(\sum_f \frac{d\sigma_{if}}{dt}\right)_{\text{некор}} ; \quad \frac{d\sigma_{ii}}{dt} = \frac{d\sigma_{\text{упр}}}{dt} . \qquad /2/$$

Из /1/ и /2/ получаем

$$\left(\sum_{\substack{f\\ f\neq i}} \frac{d\sigma_{if}}{dt}\right)_{\text{кор}} = \left(\sum_{f\neq i} \frac{d\sigma_{if}}{dt}\right)_{\text{некор}} + (1-K^2(t))\left(\frac{d\sigma_{\text{упр}}}{dt}\right)_{\text{некор}} . \qquad /3/$$

Отсюда следует, что правила "раскоррелирования" для сечений $\frac{d\sigma_{if}}{dt}$ возбуждения отдельных уровней или развала ядра, а следовательно, и для импульсных спектров рассеиваемой частицы, определяемых выражением

$$\frac{d\sigma}{dt\,dp} = \frac{dE}{dp}\sum_f \frac{d\sigma_{if}}{dt}\,\delta(E-E_0+\epsilon_f-\epsilon_i),$$

где E_0 и E – энергии частицы до и после рассеяния, а ϵ_i и ϵ_f – энергии начального и конечного состояний мишени, в общем случае оказываются нетривиальными. Как подчеркивалось в работах /4/, особый интерес представляют исследования импульсных спектров частиц или легких ядер, рассеянных на легких ядерных мишенях с передачей последним достаточно большого импульса / $q \geq 1$ ГэВ/с/. Очевидно, что в этом случае вероятность полного развала легкого ядра близка к единице, поэтому при теоретическом анализе таких процессов в рамках ТМР можно с хорошей точностью в качестве полной системы волновых функций конечного состояния ядра-мишени выбрать систему плоских волн, описывающих /квази-/ свободное движение фрагментов /нуклонов/ ядра.

Если при этом для волновой функции основного состояния ядра А, как обычно, выбрать гауссову параметризацию

$$|\Phi_0(\vec r_1,\dots,\vec r_A)|^2 \sim \Big(\prod_{i=1}^{A}\exp(-a\vec r_i^{\,2})\Big)\,\delta\Big(\sum_{i=1}^{A}\vec r_i\Big),$$

то, используя стандартную технику "симметричного" исключения δ-функции /преобразование Гартенхауза-Шварца/ /2,3/, можно получить простую связь характеристических функций

$$\Phi(a,t) = \int \frac{d\sigma}{dt\,dE}\exp(2i\,a\,m_N(E-E_0))\,dE \qquad /4/$$

рассматриваемого процесса /рассчитанных с учетом корреляций центра масс ядра А и без учета последних/ следующего вида:

$$\Phi(a,t)_{\text{кор}} = \exp\Big(-\frac{ita}{(1+ia\,a)A}\Big)\,\Phi(a,t)_{\text{некор}}. \qquad /5/$$

Поскольку по определению /4/

$$\Phi(0,t) = \sum_f \frac{d\sigma_{if}}{dt},$$

то соотношение /5/ согласуется с результатом /2/, полученным в работе /3/.

Связь между самими импульсными, а точнее энергетическими спектрами частиц, рассеянных на "коррелированной" и "некоррелированной" мишенях, следующая из /5/, оказывается интегральной

$$\Big(\frac{d\sigma}{dt\,dE}\Big)_{\text{кор}} = e^{-\frac{t}{Aa}}\Big\{\Big(\frac{d\sigma}{dt\,dE}\Big)_{\text{некор}} - \frac{2M_A}{Aa}\int_E^{E_M} dE'\sqrt{\frac{t}{2M_A(E-E')}}\,\times$$

$$\times J_1\Big(\frac{2\sqrt{2M_A t(E-E')}}{Aa}\Big)\exp\Big(\frac{2M_A(E-E')}{Aa}\Big)\Big(\frac{d\sigma}{dt\,dE}\Big)_{\text{некор}}\Big\}. \qquad /6/$$

Здесь $E = E_0 + \frac{t}{2M_A}$, а M_A – масса мишени.

Подробный вывод соотношений /5/, /6/ совместно с приложением полученных результатов к расчетам сечений конкретных процессов будет опубликован отдельно.

Авторы признательны Л.С.Ажгирею, Л.И.Лапидусу и А.Н.Сисакяну за стимулирующие обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Glauber R.J. In: Lectures in Theoretical Physics. N.Y., 1959, p. 315; Ситенко А.Г. УФЖ, 1959, 4, с. 152.
2. Tassie L.S., Barker F.C. Phys.Rev., 1958, 111, p. 940.
3. Бободжанов И.Б. и др. ОИЯИ, Р2-80-596, Дубна, 1980.
4. Azhgirey L.S. et al. JINR, E2-12683, Dubna, 1979; Azhgirey L.S. et al. Nucl.Phys., 1978, A305, p. 397.
5. Gartenhaus S., Schwartz C. Phys.Rev., 1957, 108, p. 482.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 мая 1981 года.