Письма в ЖЭТФ, 33, вып. 12, стр. 670 – 673 *20 июня 1981 г.*

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

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

Получено решение задачи учета корреляций центра масс ядра-мишени при расчетах сечений инклюзивных реакций адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий.

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 из всех реально существующих корреляционных эффектов наиболее существенные обусловлены так называемыми корреляциями центра масс ядра, связанные с ограничением вида: $\sum_{i=1}^{A} \mathbf{r}_i = 0$, налагаемого на область интегрирования по координатам $\mathbf{r}_i$ 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]

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

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

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

Из (1) и (2) получаем

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

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

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

где E_o 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 ($q \gtrsim 1$ ГэВ/c). Очевидно, что в этом случае вероятность полного развала легкого ядра близка к единице, и 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 A как обычно выбрать гауссову параметризацию

$$|\Phi_0(\mathbf{r}_1,\dots,\mathbf{r}_A)|^2 \sim \left(\prod_{i=1}^{A} \exp(-a r_i^2)\right)\delta\left(\sum_{i=1}^{A} \mathbf{r}_i\right)$$

то, используя стандартную технику "симметричного" исключения δ-функции (преобразование Гартенхауза – Шварца) [2, 3], можно получить простую связь характеристических функций

$$\Phi(a,t) = \int \frac{d\sigma}{dt\,dE} \exp(2iam_N(E - E_0))\,dE \tag{4}$$

рассматриваемого процесса, рассчитанных с учетом корреляций центра масс ядра A и без учета последних, следующего вида

$$\Phi(a,t)_{\text{кор}} = \exp\left(-\frac{ita}{(1 + i\alpha a)A}\right)\Phi(a,t)_{\text{некор}}\,. \tag{5}$$

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

$$\left(\frac{d\sigma}{dt\,dE}\right)_{\text{кор}} = e^{-\frac{t}{A\alpha}}\left\{\left(\frac{d\sigma}{dt\,dE}\right)_{\text{некор}} - \frac{2M_A}{A\alpha}\int_E^{E_M} dE' \sqrt{\frac{t}{2M_A(E - E')}}^{*}\right\}, \tag{6}$$

$$I_1\left(\frac{2\sqrt{2M_A t(E - E')}}{A\alpha}\right)\exp\left(\frac{2M_A(E - E')}{A\alpha}\right)\left(\frac{d\sigma}{dt\,dE}\right)_{\text{некор}}$$

Здесь $E = E_0 + \dfrac{t}{2M_A}$, 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.

Объединенный
институт ядерных исследований

Поступила в редакцию
19 мая 1981 г.

Литература

[1] R.J.Glauber. In Lectures in Theoretical Physics. N.Y., 1959, p. 315; А.Г.Ситенко, УФЖ, 4, 152, 1959.

[2] L.S.Tassie, F.C.Barker. Phys. Rev., 111, 940, 1958.

[3] И.Б.Бободжанов и др. ОИЯИ, р2-80-596, Дубна, 1980.

[4] L.S.Azhgirey et al. JINR, E2-12683, Dubna, 1979; L.S.Azhgirey et al. Nucl. Phys., A305, 397. 1978.

[5] S.Gartenhaus, C.Schwartz. Phys. Rev. 108, 482, 1957.