

$\Delta E_n(\epsilon)$ (сдвиг уровня n -го состояния) определяет поправки к собственным значениям $E^{(0)}_n$. После элементарного интегрирования усредненной системы $\dot{z}' = [z', \epsilon h']$ формула (15) определяет собственные функции. Очевидно, каноническое преобразование к усредненным переменным представляет, по существу, эффективный метод решения систем однородных алгебраических уравнений n -го порядка.

Автор выражает благодарность А. А. Соколову за обсуждение работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, М.: Физматгиз, 1963. [2] Волосов В. М., Моргунов Б. И. Метод осреднения в теории нелинейных колебательных систем, М.: Изд-во МГУ, 1971. [3] Найфе А. Методы возмущений, М.: Мир, 1976. [4] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч. Квантовая механика, М.: Наука, 1979. [5] Олвер Ф. Введение в асимптотические методы и специальные функции, М.: Наука, 1978. [6] Боголюбов Н. Н. Избранные труды, Киев: Наукова думка, 1970, т. 2; 1971, т. 3. [7] Дубровин Б. А., Новиков С. П., Фоменко А. Т. Современная геометрия, М.: Наука, 1979. [8] Голдстейн Г. Классическая механика, М.: Наука, 1975. [9] Курант Р. Уравнения с частными производными, М.: Мир, 1964, с. 137. [10] Павленко Ю. Г. Теор. и матем. физ., 1981, 49, № 1, с. 92. [11] Боголюбов Н. Н., Широков Д. В. Введение в теорию квантованных полей, М.: Наука, 1976. [12] Степанов В. В. Курс дифференциальных уравнений, М.: Гостехиздат, [13] Голубев В. В. Лекции по аналитической теории дифференциальных уравнений, М.: Гостехиздат, 1950. [14] Вопросы квантовой теории многих тел. Под ред. В. Л. Бонч-Бруевича, М.: ИЛ, 1959. [15] Трикоми Ф. Дифференциальные уравнения, М.: ИЛ, 1962, с. 127. [16] Трикоми Ф. О линейных уравнениях смешанного типа, М.: ОГИЗ, 1947, с. 52. [17] Бурштейн Э. Л., Соловьев Л. С. ДАН СССР, 1961, 139, № 1, с. 355.

Поступила в редакцию
01.07.80

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ, 1982, Т. 23, № 2

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.172.1

К ВОПРОСУ ОБ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ РАСЩЕПЛЕНИИ ЯДЕР АДРОНАМИ

Е. Ф. Кисляков
(НИИЯФ)

В последнее время корреляционные эксперименты ставятся для изучения не только процессов прямого квазиупругого выбивания, но и структуры непрерывного спектра ядер [1]. Однако все эксперименты такого типа были выполнены лишь в копланарной кинематике, когда выбитая частица детектируется только в плоскости реакции, т. е. в одной плоскости с импульсами падающей k и рассеянной k' частиц. Для извлечения из этих экспериментов информации о соотношении вероятностей распада гигантских резонансов по различным каналам производится интегрирование измеряемой функции угловой корреляции по направлениям импульса выбитой частицы. При этом предполагается (см., например, [2]), что угловое распределение выбитых частиц имеет азимутальную симметрию относительно направления переданного ядру импульса $q = k - k'$. Между тем теоретический анализ показывает, что при расщеплении ядра сильновзаимодействующими частицами эта симметрия заметно нарушается [3]. Очевидно, что, ограничиваясь копла-

нарной кинематикой, экспериментаторы теряют часть информации о реакции расщепления, а предположение азимутальной симметрии может привести к ошибкам при интерпретации экспериментальных данных.

Настоящая работа посвящена исследованию свойств углового распределения выбитых частиц вне плоскости реакции. Рассмотрение проводится в рамках подхода [3], основанного на идее единого описания прямых и резонансных процессов расщепления ядер. На примере реакции $^{12}\text{C}(p, p'N)$ с протонами энергии 1 ГэВ мы дадим некоторые иллюстрации эффектов нарушения азимутальной симметрии и оценим масштаб ошибок, к которым может привести неучет этих эффектов.

Азимутальная асимметрия углового распределения выбитых частиц является следствием искажения волновой функции рассеиваемой частицы ядром-мишенью. Мы будем учитывать эти искажения в приближении одного неупругого соударения теории Глаубера, которое хорошо работает при рассеянии адронов высокой энергии на малые углы [4]. В этом приближении дифференциальное сечение реакции расщепления ядра по каналу N дается выражением

$$\frac{d\sigma_N}{dE' d\Omega' d\Omega_N} = \langle \text{к.ф.} \rangle \left(\frac{d\sigma}{d\Omega'} \right)_0 \sum \left| \langle f_N | \sum_{j=1}^A e^{iqr_j} S(b_j) | i \rangle \right|^2,$$

где $(d\sigma/d\Omega')_0$ — дифференциальное сечение упругого NN -рассеяния; $\langle \text{к. ф.} \rangle \approx k'/k$ — кинематический фактор. Суммирование и усреднение проводятся по проекциям спинов частиц в конечном и начальном состояниях. Волновая функция конечного состояния ядра-мишени $|f_N\rangle$ нормирована на δ -функцию по энергии. Она вычисляется с учетом связи различных однонуклонных каналов расщепления ядра в $(1p-1h)$ -оболочечной модели непрерывного спектра [5], что позволяет единым образом описать как прямой, так и резонансный механизм расщепления ядра (см. по этому поводу [3]). В данной работе параметры ядерной модели такие же, как в [6]. Искажающий фактор

$$S(\mathbf{b}) = \left[1 - \frac{11}{A} \int \Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}) \rho(\mathbf{s}, z) d^2s dz \right]^{A-1}$$

учитывает эффекты многократного рассеяния высокоэнергетической частицы при прохождении ее через ядерное вещество мишени. При вычислении $S(\mathbf{b})$ плотность ядра $\rho(\mathbf{r})$ и функция профиля $\Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s})$ брались в таком же виде, как и в [3].

Нами были проведены расчеты угловых распределений выбитых частиц для трех значений переданного импульса $q=0,5; 1,0; 1,5$ фм $^{-1}$ в области энергий возбуждения ядра-мишени $E^*=20-60$ МэВ. Расчеты показывают сильное нарушение азимутальной симметрии. Выберем в качестве меры этого нарушения отношение полного сечения расщепления ядра по N -му каналу к сечению, вычисляемому по значениям функции угловой корреляции в плоскости реакции в предположении азимутальной симметрии:

$$\Delta(q, E^*) = \int \frac{d\sigma_N}{dE' d\Omega' d\Omega_N}(\theta_N, \varphi_N) d\Omega_N / \int \frac{d\sigma_N}{dE' d\Omega' d\Omega_N}(\theta_N, \varphi_N = 0) d\Omega_N.$$

Здесь полярный угол вылета частицы θ_N отсчитывается от направления переданного импульса \mathbf{q} , азимутальный угол φ_N — от плоскости реакции ($\varphi_N=0$ соответствует полуплоскости от \mathbf{q} в сторону падающего лучка). Метод обработки экспериментальных данных [2], предполагающий азимутальную симметрию, подразумевает $\Delta(q, E^*) \equiv 1$.

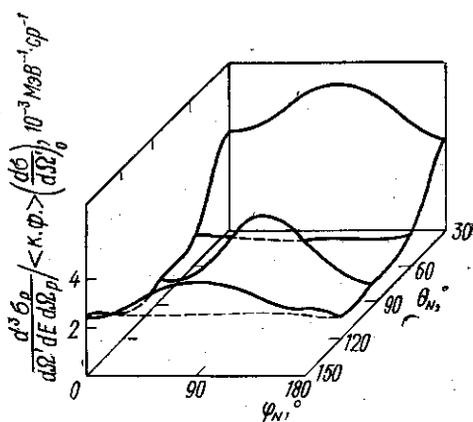
В таблице приведены результаты расчета $\Delta(q, E^*)$ реакции $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ для некоторых значений q и E^* . Энергия возбуждения $E^* = 20,237$ МэВ соответствует узкому изоскалярному резонансу мультипольности $J^\pi = 3^-$; $E^* = 30$ МэВ — гигантскому квадрупольному резонансу; $E^* = 45$ МэВ находится в асимптотической области, где доминирует механизм прямого квазиупругого выбивания. Из таблицы видно, что $\Delta(q, E^*)$ оказывается систематически больше единицы, т. е. преимущественные направления вылета нуклонов находятся как раз вне плоскости реакции. При малых значениях переданного импульса и энергии возбуждения Δ близко к единице, однако с ростом q и E^* оно заметно увеличивается. Отметим, что с ростом переданного импульса и энергии возбуждения важную роль в процессе расщепления ядра начинает играть механизм прямого квазиупругого выбивания.

На рисунке приведена зависимость $\frac{d\sigma_p}{dE' d\Omega' d\Omega_p}(\theta_p, \varphi_p)$, которая дает представление о характере нарушения азимутальной симметрии. Из

Величина $\Delta(q, E^*)$ при различных значениях q и E^*

$E^*, \text{МэВ}$	$q, \text{фм}^{-1}$		
	0,5	1,0	1,5
20,237	1,18	1,19	1,12
30	1,07	1,30	1,83
45	0,97	1,49	1,59

Функция угловой корреляции реакции $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ при $q = 1,0 \text{ фм}^{-1}$ и $E^* = 30 \text{ МэВ}$



рисунка видно, что под влиянием искажений функция угловой корреляции деформируется так, что предпочтительными направлениями вылета частиц оказываются направления в плоскости, проходящей через \mathbf{q} и перпендикулярной к плоскости реакции ($\varphi_0 = \pm \pi/2$).

Таким образом, мы показали, что при выходе из плоскости реакции дифференциальное сечение реакции расщепления ядра возрастает. Обнаруженный нами эффект необходимо учитывать при исследовании гигантских резонансов в корреляционных экспериментах.

В заключение выражаю благодарность профессору В. В. Балашову за постановку задачи и помощь в работе, а также В. Л. Коротких и Д. Е. Ланскому за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Youngblood D. H. et al. Phys. Rev., 1977, C 15, p. 246. Knöpfle K. T. et al. Phys. Lett., 1978, 74 B, p. 111. [2] Knöpfle K. T. Preprint MPI H-1979-V11. [3] Balashov V. V. Nucl. Phys., 1980, A345, p. 367. [4] Karapetyan V. V. et al. Nucl. Phys., 1973, A203, p. 561. [5] Роттер И. и др. ЭЧАЯ, 1975, 6, с. 435. [6] Вюнш Р. и др. Ядерная физика, 1979, 29, с. 818.