

T-454

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3719/2-72

30/4-73



P4 - 6591

А.И.Титов

К ВОПРОСУ ОБ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ
В ПРЯМЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

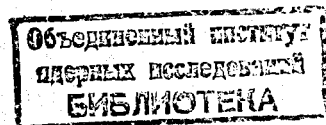
1972

P4 - 6591

А.И.ТИТОВ

К ВОПРОСУ ОБ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЯХ
В ПРЯМЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Направлено в Acta Physica Polonica



Исследование угловых корреляций в реакциях $A + a \rightarrow B + \beta \rightarrow C + \gamma + \beta$ может служить простым и достаточно надежным методом определения свойств высоковозбужденных состояний ядра B .

В настоящей работе дается вывод функции угловой корреляции для такой реакции в рамках метода искаженных волн. При этом предполагается, что реакция идет в две стадии, а именно; вначале передача частицы (или кластера) x приводит к высоковозбужденному коллективизированному состоянию ядра B , а затем это ядро распадается с вылетом частицы γ . Если положить, что распад ядра B не зависит от способа его образования, то амплитуду всего процесса можно представить так:

$$r = \sum_{M_B} T(l_B, M_B, k_\beta; l_A, M_A, k_a) \Gamma(l_C, M_C, k_\gamma; l_B, M_B), \quad (1)$$

где T - амплитуда срыва частицы x , Γ - амплитуда распада ядра B , а суммирование ведется по ненаблюдаемым квантовым числам проекции момента ядра B . Функция угловой корреляции определяется следующим образом /1/:

$$W = \frac{1}{2l_A + 1} \sum_{M_A, M_C} |r|^2. \quad (2)$$

Для определения амплитуды срыва воспользуемся методом искаженных волн:

$$T = \langle \psi_{\beta}^{(-)} | V(x, \beta) | \psi_a^{(+)} \rangle, \quad (3)$$

$$\psi_{\alpha, \beta}^{(\pm)} = \Phi_{A, B}^{(IM)} \chi_{\alpha, \beta}^{(\pm)}, \quad (4)$$

при этом $\Phi_{A, B}^{(IM)}$ - волновые функции ядер A и B , $\chi_{\alpha, \beta}^{(\pm)}$ - волновые функции, описывающие относительное движение в каналах $A + \alpha$ и $B + \beta$. Как обычно, волновую функцию ядра B представим в виде разложения:

$$\Phi_B = \sum_{IMj\nu} \sqrt{S_{Ij}} \langle IMj\nu | I_B M_B \rangle U_{j\nu}, \quad (5)$$

где $U_{j\nu}$ имеет смысл функции, описывающей движение центра тяжести частицы x в поле ядра A .

Используя это разложение, представим амплитуду (3) следующим образом:

$$T = \sum_{j\nu} \sqrt{S_{IAj}} \langle I_A M_A j\nu | I_B M_B \rangle I_{j\nu}(\vec{k}_a, \vec{k}_\beta), \quad (6)$$

$$I_{j\nu} = \int \chi_{\vec{k}_\beta}^{(-)*} V \chi_{\vec{k}_a}^{(+)} \phi_a. \quad (7)$$

Здесь k_a, k_β - импульсы частицы a и β в системе центра масс, а функция ϕ_a описывает относительное движение частиц x и β в a .

Амплитуду распада Γ можно записать в следующем общем виде:

$$\Gamma = \sum_{\ell m} \langle I_C M_C \ell m | I_B M_B \rangle \kappa_\ell Y_{\ell m}(\hat{k}_\gamma), \quad (8)$$

где κ_ℓ - парциальная амплитуда распада ядра B в канал $C + \gamma$, а k_γ - импульс частицы γ в системе координат с покоящимся промежуточным ядром B .

Подставляя (8) и (6) в (2), получаем следующее выражение для корреляционной функции:

$$W = \frac{I}{2I_A + I} \sum_{M M'} \sum_{j \nu \ell m M_B} \sqrt{SI_A j} \sqrt{SI_A j'} \kappa_{\ell} \kappa_{\ell'}^* \langle I_c M_c \ell m | I_B M_B \rangle \langle I_c M_c \ell m' | I_B M_B' \rangle, \quad (8)$$

$$\langle I_A M_A j \nu | I_B M_B \rangle \langle I_A M_A j' \nu' | I_B M_B' \rangle Y_{\ell m}^{*(k_A)} Y_{\ell' m'}^{(k_B)} I_{j \nu}(k_A, k_B) I_{j' \nu'}(k_A, k_B).$$

Рассмотрим частный случай, когда ядра A и C -четные и спины частиц x и y равны нулю. Тогда:

$$I_A = I_c = M_A = M_c = 0, \quad j = j' = \ell = \ell' = I_B, \quad (10)$$

$$\nu = m = M_B, \quad \nu' = m' = M_B'.$$

В этом случае выражение для корреляционной функции упрощается:

$$W = \Gamma_{I_B M_B M_B'} \sum_{M_B} I_{I_B M_B} I_{I_B M_B'}^* Y_{I_B M_B}^{*(k_A)} Y_{I_B M_B}^{(k_B)}. \quad (11)$$

Вообще говоря, ось z можно выбрать так, чтобы выполнялось соотношение:

$$I_{I_B M_B}(k_A, k_B) = I_{I_B M_B}(k_A, k_B) \cdot \delta_{M_B, 0}. \quad (12)$$

Тогда корреляционная функция (11) принимает особенно простой вид:

$$W(\theta) = c(I_B) |P_{I_B}(\cos \theta)|^2, \quad (13)$$

где $\theta = \hat{k}_y \hat{z}$ - угол между осью z и направлением вылета частицы y из промежуточного ядра, а

$$c(I_B) = \frac{2I_B + 1}{4\pi} \Gamma_{I_B} |I_{I_B}|^2. \quad (14)$$

Функция угловой корреляции (13) сильно зависит от момента I_B , поэтому изучение угловых корреляций может служить достаточно эффективным методом определения спина возбужденных состояний ядра B .

Остановимся теперь более подробно на вопросе выбора оси z , при котором выполняется условие (12). Исследуем для этой цели интеграл перекрытия (7), который запишем в приближении нулевого радиуса ($\beta - \alpha$) взаимодействия (S -волновое приближение):

$$I_{IM} = \int dr U_I(\vec{r}) Y_{IM}(\hat{r}) \chi_{\vec{k}\beta}^{(-)*}(\vec{c}k_{\beta}, \vec{r}) \chi_{\vec{k}\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}), \quad (15)$$

$$c = m_A / (m_A + m_{\alpha}).$$

а) Допустим, что условия эксперимента таковы, что вылетающие частицы β регистрируются под направлением, совпадающим с направлением \vec{k}_{α} . Тогда, раскладывая $\chi_{\vec{k}\alpha}^{(+)}$ в ряд парциальных волн:

$$\chi_{\alpha}^{(+)} = \sum_{\ell} f_{\ell}^{\alpha}(k_{\alpha} r) Y_{\ell 0}(\hat{r}) \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi}},$$

$$\chi_{\beta}^{(-)*} = \sum_{\ell} f_{\ell}^{\beta}(ck_{\beta} r) Y_{\ell 0}(\hat{r}) \sqrt{\frac{2\ell + 1}{2\pi}}, \quad (16)$$

получаем вместо (15) следующий результат:

$$I_{IM} = \left\{ \sum_{\ell_1 \ell_2} \frac{(2\ell_1 + 1)(2\ell_2 + 1)}{(4\pi)^{3/2} (2I + 1)^{1/2}} \langle \ell_1 0 \ell_2 0 | I 0 \rangle \int f_{\ell_1}^{\alpha} f_{\ell_2}^{\beta} U_I dr \right\} \delta_{MO} = I \delta_{MO}.$$

Таким образом, при такой геометрии опыта, когда направление оси z и импульсов \vec{k}_{α} и \vec{k}_{β} совпадают, корреляционная функция определяется

формулой (13), в которой $\vec{\nu}$ определяет направление вылета частицы y по отношению к оси $z \parallel \vec{k}_a$.

б) Пусть теперь частицы β регистрируются под некоторым углом к оси пучка. Предположим, что искажениями в каналах $A + a$ и $B + \beta$ можно пренебречь. Тогда, заменяя χ^{\pm} в (15) на плоские волны, получим следующее выражение для интеграла перекрытия:

$$I_{IM}(k_a, k_\beta) = \int dr u_I(r) Y_{IM}(r) e^{i\vec{q}r} = B_I Y_{IM}(q), \quad (18)$$

где

$$B_I = \int r^2 u_I(r) j_l(qr) dr$$

-радиальный интеграл перекрытия, а переданный импульс равен:

$$q = \vec{k}_a - c\vec{k}_\beta. \quad (19)$$

Таким образом ясно, что при отсчете корреляционного угла θ от направления переданного в реакции импульса \vec{q} соответствующие отклонения в поведении корреляционной функции от закона (13) будут, в первую очередь, свидетельствовать о наличии искажений в движении частиц в каналах $A + a$ и $B + \beta$.

в) Рассмотрим качественно, к чему приводит искажение в начальном и конечном состояниях. Для этого воспользуемся квазиклассическим приближением, которое должно достаточно хорошо работать при энергиях, для которых выполняется соотношение:

$$\lambda \ll R,$$

где R -размер ядра, λ -длина волны частицы. В квазиклассическом

приближении функции $\chi(\vec{k}r)$ имеют вид:

$$\chi(\vec{k}r) = e^{i\vec{k}(\vec{r})r}, \quad (22)$$

где $k(r)$ — эффективный импульс в области срыва. Малость области пространства, в котором происходит срыв, и, кроме того, небольшие изменения импульса частиц при упругом рассеянии с прицельным параметром $\rho \geq R$ позволяют предположить, что:

$$\vec{k}(r) = \vec{k}(R_0), \quad (23)$$

где R_0 — классическая точка поворота.

Простые соображения, основанные на рассмотрении движения частиц по прямолинейным классическим траекториям, позволяют записать этот импульс в виде:

$$\vec{k}(R_0) = \vec{k}_0 \left(1 - \frac{U(R_0)}{2E} \right) + \vec{n} \cdot k_0 \cdot \text{Sin} \frac{\chi}{2}. \quad (24)$$

Здесь U — эффективный потенциал взаимодействия; χ — классический угол частиц рассеяния в поле ядра, \vec{n} — единичный вектор, перпендикулярный \vec{k}_0 и лежащий в плоскости рассеяния.

Учет (22)–(24) приводит к тому, что формула для корреляционной функции имеет прежний вид (13), однако в качестве угла θ выступает уже не угол $\theta = \theta_{PW}$ между направлением вылета частиц y и переданным импульсом \vec{q} , а угол $\theta = \theta_{DW}$, который отсчитывается от эффективного передаваемого импульса \vec{Q} , получаемого после учета искажения в каналах.

$$\vec{Q} = \vec{k}_\alpha(R_0) - \epsilon \vec{k}_\beta(R_0). \quad (24)$$

В этом приближении можно установить связь между углом θ и углом θ_{PW}

$$\theta_{DW} = \theta_{PW} + \Delta\theta, \quad (25)$$

где:

$$\Delta \theta = \vec{Q} \vec{q} = \arcsin \left(\frac{c k_{\beta}}{Q} \sin \left(\zeta - \frac{\chi_{\alpha} + \chi_{\beta}}{2} \right) - \frac{\chi_{\alpha}}{2} - \phi \right) \quad (26)$$

$$\zeta = \vec{k}_{\beta} \wedge \vec{k}_{\alpha}; \quad \phi = \vec{q} \wedge \vec{k}_{\alpha}.$$

По существу $\Delta \theta$ — это угол сдвига экспериментальной кривой корреляционной функции к той, которая предсказывается функцией плосковолнового приближения (13).

В качестве примера оценим по приведенным выше формулам величину и характер сдвига кривой угловой корреляции плосковолнового приближения из-за учета искажений в входном и выходном каналах в реакции $^{12}\text{C} + ^6\text{Li} \rightarrow ^{16}\text{O} + d \rightarrow ^{12}\text{C}^* + d + d$, изучавшейся экспериментально в работах /2/.

На рис. 1 приведен расчет сдвигов $\Delta \theta$ как функции параметра R_0 . R_0 имеет смысл расстояния наименьшего сближения падающей частицы с ядром A , на котором происходит срыв альфа-частицы. Угловой сдвиг корреляции рассчитывался по квазиклассической формуле (26) для различных кинетических энергий лития с использованием потенциала вида:

$$U = -U_0 / (1 + \exp((r-R)/a)) + U_{\text{coul}}, \quad (27)$$

где в качестве параметров брались: $R = r_0 A^{1/3} = 1.2 A^{1/3}$, $a = 0.8$, $U_0^{Li} = 250$ Мэв, $U_0^d = -100$ Мэв.

Расчет проводился для срыва альфа-частицы в возбужденное состояние ($E = 16,2$ Мэв) ядра O^{16} . Аналогичные результаты получаются и в случае срыва на другие возбужденные состояния с энергиями 14,6 и 20,8 Мэв.

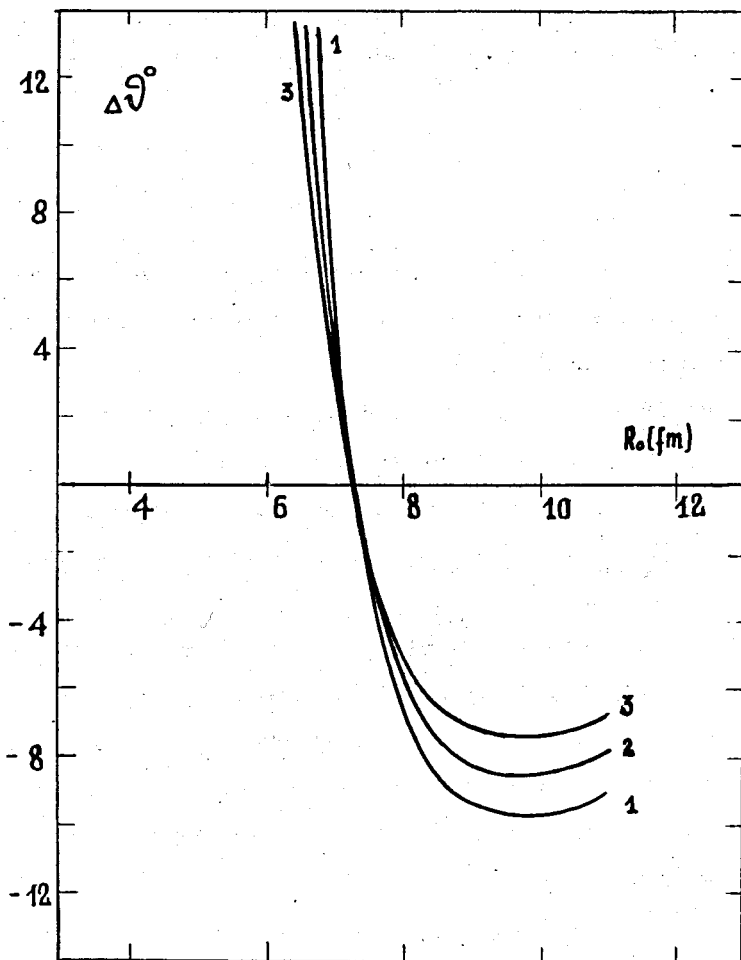


Рис. 1. Зависимость угловых сдвигов $\Delta\theta$ как функции параметра R в реакции $C + {}^6Li \rightarrow {}^{16}O + d \rightarrow {}^{12}C + d + d$. Кривые 1,2,3 отвечают кинетическим энергиям, равным 26, 30 и 34,7 Мэв соответственно. Угол между направлением регистрации дейтронов и осью пучка -10° . Альфа-частицы и дейтроны регистрируются по разные стороны от оси литиевого пучка.

Из рисунка видно, что вообще говоря угловой сдвиг довольно сильно зависит от R_0 , причем положительным значениям $\Delta\theta$ соответствуют такие значения R_0 , при которых ядерное притяжение преобладает над кулоновским отталкиванием. Ход кривых $\Delta\theta(R_0)$ слабо зависит от кинетической энергии лития и энергии возбуждения кислорода. В принципе исследование зависимости $\Delta\theta(R_0)$ может позволить сделать вывод относительно величины радиуса каналов реакции срыва в эти состояния.

В заключение еще раз отметим, что форма кривой корреляционной функции очень чувствительна к моменту возбужденного состояния ядра B , на которое передается частица. Далее, для правильного описания угловой корреляции важно учитывать искажения во входном и выходном каналах. Приведенный выше пример квазиклассического учета этих искажений пригоден при $E_{Li} \geq 25$ Мэв и углах $\chi > 1/kR_0$ и поэтому в данном случае является лишь грубой, качественной оценкой углового сдвига $\Delta\theta$. Общая же формула (9) может служить основой для более точных расчетов в рамках МИВ. Ее можно использовать и для анализа угловых корреляций в других реакциях такого же типа.

Автор выражает искреннюю благодарность В.К. Лукьянову за постоянное внимание к работе, а также В.З. Гольдбергу и В.А. Тимофееву за стимулирующие обсуждения.

Литература

1. N.Austern. "Direct Nuclear Reaction Theories". New York a.o. Wiley, 1970.

2. К.П. Артемов, В.З. Гольдберг, И.П. Петров, В.П. Рудаков, И.Н. Сериков, В.А. Тимофеев. ЯФ, 14, 292, 1971.
K.P.Artemov, V.Z.Goldberg, I.P.Petrov, V.R.Rudakov,
I.N.Serikov, V.A.Timofeev. Phys. Letters, 37B, 61, 1971.
3. А.Б. Мигдал, В.П. Крайнов. Приближенные методы квантовой механики. М., 1966 .

Рукопись поступила в издательский отдел
11 июля 1972 года.