

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

И 386

P15-87-276

И.Н.Изосимов\*, О.Е.Крафт\*, С.С.Паржицкий,  
В.М.Сигалов\*, И.В.Сизов\*

КОРРЕЛЯЦИИ ВЕЛИЧИН  $B(E2)$  И  $B(M1)$   
В РЕАКЦИЯХ  $^{58,62}\text{Ni}(p, \gamma) ^{59,63}\text{Cu}$

---

\* Научно-исследовательский институт физики  
Ленинградского государственного университета

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время экспериментальные и теоретические методы ядерной физики позволяют довольно успешно интерпретировать свойства основных и низколежащих состояний атомных ядер. Одним из направлений развития наших представлений о ядре является переход к исследованию высоковозбужденных состояний и резонансов в различных ядерных процессах.

При увеличении энергии возбуждения плотность уровней в ядре быстро нарастает, и волновая функция может иметь достаточно сложную структуру. Решение задачи о диагонализации матрицы гамильтониана с учетом остаточных взаимодействий позволяет в принципе находить волновые функции высоковозбужденных состояний и резонансов, однако она мало осуществима: слишком много конфигураций необходимо принимать во внимание. Поэтому довольно часто предполагают, что структура изучаемых состояний очень сложна, и коэффициенты разложения волновой функции по простейшим конфигурациям подчиняются статистическим закономерностям. В такой статистической модели можно сделать ряд предсказаний о характере возбуждения и распада ядерных уровней. В частности, распределение ширин переходов описывается формулой Портера — Томаса <sup>1/</sup>, отношение амплитуд распадов по различным спиновым каналам — распределением Коши <sup>/1/</sup>, корреляции между различными парциальными ширинами отсутствуют <sup>/2/</sup>.

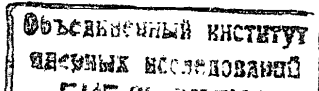
В работе <sup>3,4/</sup> обнаружено отклонение от статистической теории в реакциях  $(p, p')$  и  $(p, \gamma)$ . Экспериментально доказано существование корреляций знака амплитуд при распаде резонансов по различным спиновым каналам, кроме того, в <sup>3</sup> обнаружены корреляции как приведенных амплитуд, так и ширин в  $(p, p')$  реакции.

Данная работа посвящена изучению корреляций приведенных ширин в реакциях <sup>58,62</sup>Ni(p,  $\gamma$ ) <sup>59,63</sup>Cu.

### 1. МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ $\rho(V(E2), V(M1))$

Экспериментально изучались угловые распределения  $\gamma$ -излучения при переходе с различных резонансов с фиксированными спином и четностью  $I_i^\pi$  на основное состояние  $I_f$  в реакции  $Ni(p, \gamma)Cu$ :

$$W_1(\theta) = \sum_k A_k(i) P_k(\cos \theta). \quad (1)$$



Далее определялись величины (значения  $\delta$  приведены в <sup>18/</sup>):

$$\delta_i = \frac{\langle f | \hat{E}2 | i \rangle}{\langle f | \hat{M}1 | i \rangle}, \quad (2)$$

$$x_i = \frac{I_{\gamma i} \delta_i^2 K_p^2}{(1 + \delta_i^2) E_{\gamma i}^5 W_i(\theta)}, \quad (3)$$

$$y_i = \frac{I_{\gamma i} K_p^2}{(1 + \delta_i^2) E_{\gamma i}^3 W_i(\theta)}, \quad (4)$$

где  $I_{\gamma i}$  и  $E_{\gamma i}$  — интенсивность и энергия  $\gamma$  — перехода из состояния  $|i\rangle$  в состояние  $|f\rangle$ ,  $\hat{E}2$  и  $\hat{M}1$  — операторы электрического квадрупольного и магнитного дипольного  $\gamma$ -перехода,  $K_p$  — волновой вектор падающего на мишень протона.

Затем вычислялся коэффициент корреляции:

$$\rho(x, y) = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{[\sum_i (x_i - \bar{x})^2 \sum_i (y_i - \bar{y})^2]^{1/2}} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[ \frac{\sum_i (\Delta x_i)^2}{\sum_i (x_i - \bar{x})^2} + \frac{\sum_i (\Delta y_i)^2}{\sum_i (y_i - \bar{y})^2} \right] \right\}, \quad (5)$$

где  $\bar{x}$  и  $\bar{y}$  — средние значения,  $\Delta x_i$  и  $\Delta y_i$  — погрешности определения  $x_i$  и  $y_i$ .

Хорошо известно, что для проверки гипотезы о ненулевом значении  $\rho$  и указания погрешности  $\Delta\rho$  следует убедиться в нормальном законе распределения величин  $\rho$ . В противном случае необходимо принять ряд мер, которые не всегда позволяют получить надежный результат <sup>15/</sup>.

Для оценки вида распределения  $\rho$  и дисперсии  $(\Delta\rho)^2$  вычисления производились при значении углов  $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 60^\circ, 30^\circ$ . В  $\gamma$ -спектрах использовались фотопик, пик одиночного вылета и пик двойного вылета.

Интенсивность  $\gamma$ -перехода в реакции  $(\rho, \gamma)$  записывается следующим образом:

$$I_\gamma \sim \frac{1}{K_p^2} \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} W(\theta), \quad (6)$$

где  $\Gamma_p$  — ширина по входному каналу,  $\Gamma_\gamma$  — ширина  $\gamma$ -распада,  $\Gamma$  — полная ширина резонанса.

Если мы работаем с разрешением  $\Delta E_p \gg \Gamma$ , то, интегрируя (6) по энергии, получим:

$$\rho(x, y) = \rho\left(\frac{V(E2)\Gamma_p}{\Gamma}, \frac{V(M1)\Gamma_p}{\Gamma}\right), \quad (7)$$

полагая  $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_p$  и  $\Gamma \approx \Gamma_p$ :

$$\rho(x, y) = \rho(V(E2), V(M1)). \quad (8)$$

Если  $\Delta E_p \leq \Gamma$ , то, настраиваясь на максимум резонанса, будем иметь:

$$\rho(x, y) = \rho(V(E2)R, V(M1)R), \quad (9)$$

где  $R$  — функция  $\Gamma_p$  и  $\Gamma$ ,  $R \approx \Gamma_p/\Gamma^2$ .

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Резонансы в ядре  $\text{Cu}$  возбуждались в реакциях  $^{58,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,63}\text{Cu}$ . Диапазон энергий возбуждения в  $^{63}\text{Cu}$  составлял от 8,33 до 8,81 МэВ, а в  $^{59}\text{Cu}$  — от 5,56 до 6,43 МэВ.

Протоны ускорялись электростатическим генератором ЭГ-5 ЛНФ ОИЯИ. Мишени из  $\text{Ni}$  имели толщину 10-20 мкг/см<sup>2</sup> ("тонкая" мишень),  $\gamma$ -излучение регистрировалось  $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором объемом 40 см<sup>3</sup> с энергетическим разрешением 8 кэВ для  $\gamma$ -линий с энергией 7 МэВ. При данной энергии протонов измерялись  $\gamma$ -спектры под углами  $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$  к направлению падающего пучка. При измерении угловых распределений определялись интенсивность пучка протонов и интегральная интенсивность  $\gamma$ -лучей, зарегистрированных кристаллом  $\text{NaJ}(\text{Tl})$ , расположенным под углом  $90^\circ$  к пучку, что позволяло нормировать интенсивность как на число прошедших протонов, так и на число испущенных из мишени  $\gamma$ -квантов <sup>16/</sup>. Разрешение по энергии протонов составляло 2-3 кэВ, что позволяло отделить резонансы друг от друга. Величина  $\Gamma_\gamma$  имеет порядок  $10^{-2}$  эВ <sup>16/</sup>,  $\Gamma_p \sim 10-100$  эВ <sup>13/</sup>, т.е. в этом случае реализуется ситуация  $\Delta E_p \gg \Gamma_\gamma + \Gamma_p$ . Если предположить, что  $\Gamma \approx \Gamma_\gamma + \Gamma_p$ , то:

$$\rho(x, y) = \rho(V(E2), V(M1)), \quad (10)$$

Заметим, что для определения коэффициента корреляции  $\rho(V(E2), V(M1))$  величины  $V(E2)$  и  $V(M1)$  должны быть известны с точностью до постоянного множителя, так как этот множитель, согласно (5), сокращается. Этот факт позволяет использовать относительные интенсивно-

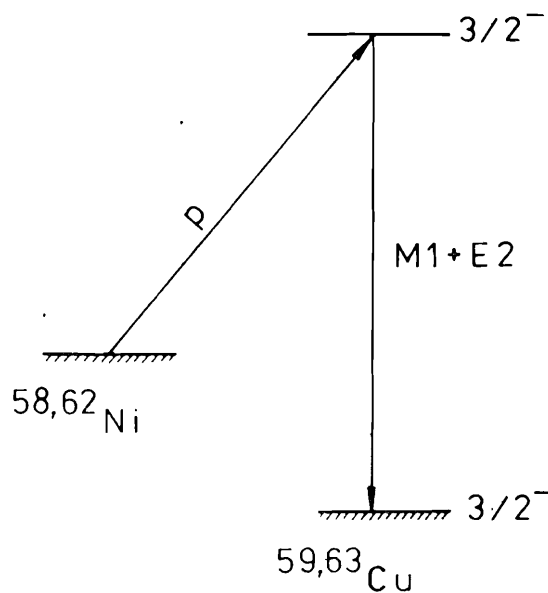


Рис.1. Схема реакции  $(p, \gamma)$  при измерении корреляции приведенных ширин  $\gamma$ -переходов на основное состояние ядер меди.

сти  $\gamma$ -переходов для вычисления  $\rho$ , что уменьшает погрешность результата по сравнению с абсолютными методами. Действительно, в традиционном методе определения  $\Gamma_\gamma$  с "толстой" мишенью  $\gamma$ , необходимо знать изотопный состав мишени, величины тормозной способности вещества мишени, протонный заряд, па-

дающий на мишень, эффективность детектора  $\gamma$ -излучения  $\epsilon$ .

В наших экспериментах необходимо знать лишь относительную величину протонного заряда и эффективности  $\epsilon$ . В исследованном интервале энергий возбуждения можно считать  $\epsilon$  постоянной величиной.

Однако в ряде случаев использование "тонких" мишеней для измерения ширин считается менее надежным способом, так как эти мишени подвержены изменениям при облучении протонами. Поэтому необходимо выбирать интервал энергий, в котором можно контролировать относительные интенсивности  $\gamma$ -излучения при возбуждении резонансов с известными ширинами, или проводить контроль одного и того же резонанса в начале и конце эксперимента.

Рассмотрим случай корреляции приведенных ширин при  $\gamma$ -распаде на основное состояние (рис.1). Мы определили величины  $x$  и  $y$  для 19 резонансов с  $I^\pi = 3/2^-$  при  $\gamma$ -распаде на основное состояние ядра  $^{63}\text{Cu}$ . Оказалось, что  $\rho = 0,6 \pm 0,2$ . Оценка погрешности  $\Delta\rho$  в предположении о нормальном законе исследуемых величин:

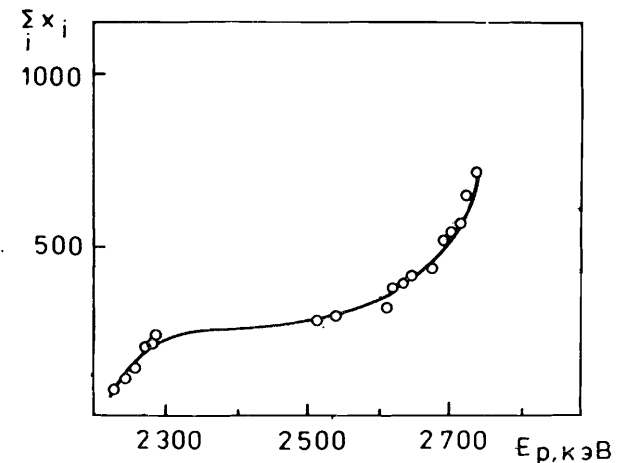
$$\Delta\rho \approx (1 - \rho^2) / \sqrt{n}, \quad n = 19 \quad (11)$$

дает значение, не противоречащее статистическому разбросу.

Для реакции  $^{58}\text{Ni}(p, \gamma)^{59}\text{Cu}$  исследовалось 14 резонансов с  $I^\pi = 3/2^-$ . Получено значение  $\rho = 0,7 \pm 0,2$ .

На рис.2 и 3 приведены зависимости кумулятивных сумм величин  $x$  и  $y$  для  $\gamma$ -распада 19 резонансов с  $I^\pi = 3/2^-$  на основное состояние ядра  $^{63}\text{Cu}$ . Масштаб выбран таким образом, чтобы суммы были одного порядка. Каких-либо аномалий на этих рисунках не наблюдается, в то

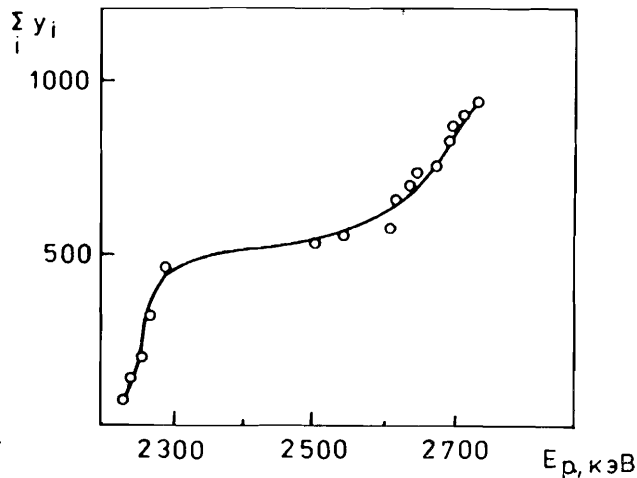
Рис.2. Зависимость кумулятивной суммы  $\sum x_i \sim \sum V_i(E2)$  от энергии налетающих протонов в реакции  $^{62}\text{Ni}(p, \gamma)^{63}\text{Cu}$ .



же время одинаковый вид кривых, описывающих поведение кумулятивных сумм при изменении энергии налетающих протонов, указывает на наличие корреляций между значениями  $x$  и  $y$ .

Рассмотрим случай корреляции приведенных ширин для  $\gamma$ -переходов на два уровня (рис.4). В этом случае можно определить шесть коэффициентов корреляции:  $\rho(V(E2_1), V(M1_1))$ ;  $\rho(V(E2_2), V(M1_2))$ ;  $\rho(V(E2_1), V(M1_2))$ ;  $\rho(V(M1_2), V(M1_1))$ ;  $\rho(V(E2_2), V(E2_1))$ ;  $\rho(V(E2_2), V(M1_1))$ . В реакции  $^{58}\text{Ni}(p, \gamma)^{59}\text{Cu}$  удалось измерить величину  $\delta$  для распада 13 резонансов со спином  $3/2^-$  на уровень 491 кэВ  $I^\pi = 1/2^-$  (уровень 2 на рис.4). Энергия протонов изменялась от 2668 до 3453 кэВ. При этом положительные и отрицательные значения  $\delta$  встречались одинаково часто, т.е. отклонения от статистической картины не наблюдалось. Кроме того, значения  $\delta$  малы по абсолютной величине, т.е. это практически чистый M1 переход. Для  $\gamma$ -распада на основное состояние ядра  $^{59}\text{Cu}$  все значения  $\delta$  имеют положительный знак, что противоречит статистическому описанию  $^{8/}$ , и не малы по абсолютной величине.

Рис.3. Зависимость кумулятивной суммы от энергии налетающих протонов в реакции  $^{62}\text{Ni}(p, \gamma)^{63}\text{Cu}$ ,  $\sum y_i \sim \sum V_i(M1)$ .



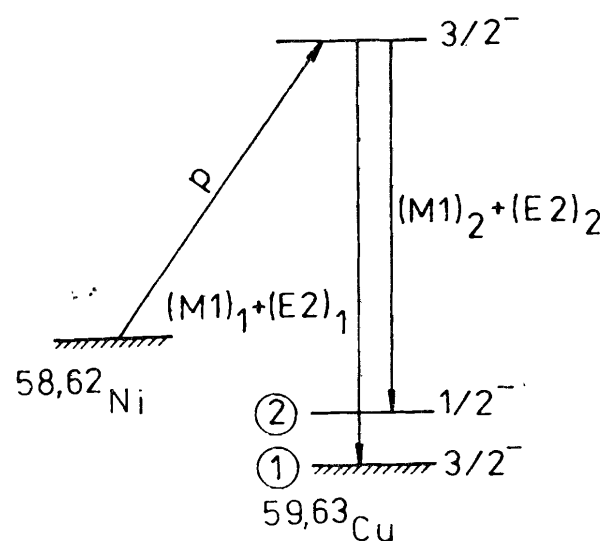


Рис.4. Схема реакции  $(p, \gamma)$  при изучении корреляции приведенных ширин  $\gamma$ -переходов на основное и возбужденное состояние ядер меди.

Используя соотношения (3), (4), мы определили  $\rho(B(M1_2), B(E2_1))$  и  $\rho(B(M1_2), B(M1_1))$ . Оказалось, что:

$$\rho(B(M1_2), B(E2_1)) \approx 0,2$$

$$\rho(B(M1_2), B(M1_1)) \approx 0,1.$$

Поскольку оценки погрешности (11) дают значения,

превышающие  $\rho$ , то говорить о статистически значимых корреляциях уже не приходится. Аналогичный анализ удалось провести для  $\gamma$ -распада 9 резонансов в реакции  $^{62}\text{Ni}(p, \gamma)^{63}\text{Cu}$ , где исследовались  $\gamma$ -переходы на уровень 668 кэВ,  $I^\pi = 1/2^-$ . Диапазон изменения энергии налетающих протонов составлял от 2238 до 2730 кэВ. Статистически значимых корреляций приведенных ширин при распаде на возбужденное состояние 668 кэВ также не наблюдалось. Как и в предыдущем случае, значения  $\delta$  для  $\gamma$ -переходов на уровень 668 кэВ малы по абсолютной величине и не противоречат статистическому распределению. При  $\gamma$ -распаде на основное состояние распределение  $\delta$  отклоняется от статистического<sup>/8/</sup>.

Таким образом,  $\gamma$ -переходы на первый возбужденный уровень в реакциях  $^{58,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,63}\text{Cu}$  носят статистический характер, в то время как распад на основное состояние ядер Cu не соответствует статистическому описанию. Это подтверждает вывод работы<sup>/9/</sup> о том, что волновые функции исследуемых резонансов содержат два компонента: статистический и нестатистический. Первый обуславливает  $\gamma$ -распад на уровни с энергией 491 кэВ в ядре  $^{59}\text{Cu}$  и 668 кэВ в ядре  $^{63}\text{Cu}$ , второй — на основное состояние ядер Cu.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

1. Экспериментально установлено наличие корреляций приведенных вероятностей E2 и M1  $\gamma$ -переходов в реакциях  $^{58,62}\text{Ni}(p, \gamma)^{59,63}\text{Cu}$ , что говорит о нестатистической природе исследованных резонансов.

2. В работе<sup>/3/</sup> наблюдалась корреляция приведенных ширин в реакции  $(p, p')$  при распаде по различным спиновым каналам. Мы экспериментально исследовали то же явление в  $\gamma$ -канале. Таким образом, корреляции приведенных ширин при распаде по различным спиновым каналам имеют место в двух различных процессах и, по-видимому, носят довольно общий характер.

3. Нами проведена оценка вида распределения величин  $x$  и  $y$ , в обоих случаях не найдено противоречия формуле Портера — Томаса. С достаточно хорошей точностью выполняется характерное для распределения Портера — Томаса соотношение:

$$\langle B(L) - \bar{B}(L) \rangle^2 = 2 \langle B(L) \rangle^2.$$

Так, для распада 19 резонансов в реакции  $^{62}\text{Ni}(p, \gamma)^{63}\text{Cu}$  получено:

$$\langle x - \bar{x} \rangle^2 = 1,8 \langle x \rangle^2, \quad \langle y - \bar{y} \rangle^2 = 2,0 \langle y \rangle^2.$$

4. Совместный анализ корреляций приведенных ширин переходов на возбужденные уровни со спином  $I^\pi = 1/2^-$  и на основное состояние ядер Cu показал, что волновая функция резонанса содержит как статистический, так и нестатистический компоненты. Согласно<sup>/9/</sup>, вклад нестатистического компонента составляет в этом случае десятки процентов.

5. Вопрос описания указанных нестатистических эффектов на микроскопическом уровне в настоящее время открыт.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kriger T.J., Porter C.E. *Journ. Math. Phys.*, 1963, v.4, p.1272.
2. Бунаков В.Е. *Материалы седьмой зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц*. Изд. ЛИЯФ АН СССР, Ленинград, 1972, с.65.
3. Wells W.K., Wilpuch E.G., Mitchell G.E. *Z.Phys.*, 1980, v.A297, p.215.
4. Быков А.А. и др. *Сообщение ОИЯИ Р15-80-786*, Дубна, 1980.
5. Кендалл М., Стьюарт А. В кн.: *Теория распределений*, М.: Наука, 1966, с.328.
6. Наумов Ю.В. и др. *ЭЧАЯ*, т.9, с.1288, 1978.
7. Наумов Ю.В., Крафт О.Е. *Материалы одиннадцатой зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц*. Изд. ЛИЯФ АН СССР, Ленинград, 1976, с.140.
8. Крафт О.Е. и др. *Сообщение ОИЯИ Р15-83-736*, Дубна, 1983.
9. Изосимов И.Н. и др. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1986, т.50, №10, с.1952.

Рукопись поступила в издательский отдел  
22 апреля 1987 года.