

РЕШАЮЩАЯ РОЛЬ ФРАГМЕНТАЦИИ КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В ПЕРЕХОДЕ ОТ ПОРЯДКА К ХАОСУ В АТОМНЫХ ЯДРАХ

В.Г.Соловьев

*Объединенный институт ядерных исследований
141980 Дубна, Россия*

Поступила в редакцию 3 июня 1993 г.

Для выяснения, при каких энергиях возбуждения происходит переход от порядка к хаосу в средних и тяжелых ядрах, предлагается исследовать фрагментацию многоквaziчастичных и квазичастично-фононных конфигураций. В реакциях однонуклонных передач на нечетно-нечетных мишенях, например на ^{176}Lu и ^{180}Ta , следует изучить фрагментацию трехквaziчастичных конфигураций на долгоживущем изомере $^{178m2}\text{Hf}$ – фрагментацию пятиквaziчастичных конфигураций. Из анализа γ -распадов высокоспиновых изомеров можно получить сведения о фрагментации квазичастично-фононных конфигураций.

Каждое возбужденное состояние атомного ядра характеризуется угловым моментом I , четностью π , другими квантовыми числами, энергией и волновой функцией. Считается, что если распределение расстояний между соседними уровнями с данными I^π следует статистике гауссовского ортогонального ансамбля, то имеет место хаос в ядерных возбужденных состояниях [1]. Волновые функции состояний с энергиями, большими 3 МэВ, имеют много членов с различным числом квазичастиц и фононов, с несколькими значениями проекции K углового момента на ось симметрии в деформированных ядрах, с изоспином T_0 и $T_0 + 1$ и т.п. Волновые функции в средних и тяжелых ядрах – это суперпозиция нескольких гауссовских ортогональных ансамблей. Поэтому в [2] утверждается, что из распределения ядерных уровней нельзя сделать однозначного заключения о хаотичности и переход от порядка к хаосу следует изучать, основываясь на волновых функциях.

Для описания энергий и волновых функций вводится среднее поле и остаточные взаимодействия. Среднее поле и остаточные взаимодействия, приводящие к спариванию и к коллективным вибрационным состояниям, ответственны за порядок в ядрах. Взаимодействия коллективных и неколлективных степеней свободы, в том числе квазичастиц с фононами, ведут к фрагментации (распределению силы) квазичастично-фононных конфигураций. Волновые функции возбужденных состояний записываются в виде рядов по числу операторов квазичастиц и фононов, умноженных на волновую функцию основного состояния четно-четного ядра.

В [2] сделано утверждение, что большие компоненты волновых функций свидетельствуют о порядке, а малые компоненты распределены хаотично. Имеющаяся экспериментальная информация о больших компонентах волновых функций низколежащих состояний, высокоспиновых изомеров и изобар-аналоговых состояний свидетельствует о порядке. Практически нет экспериментальных данных о малых компонентах волновых функций низколежащих состояний. Парциальные радиационные ширины γ -переходов с нейтронных резонансов на низколежащие состояния определяются очень малыми компонентами волновых

функций нейтронных резонансов. Распределение радиационных ширин следует статистике гауссовского ортогонального ансамбля.

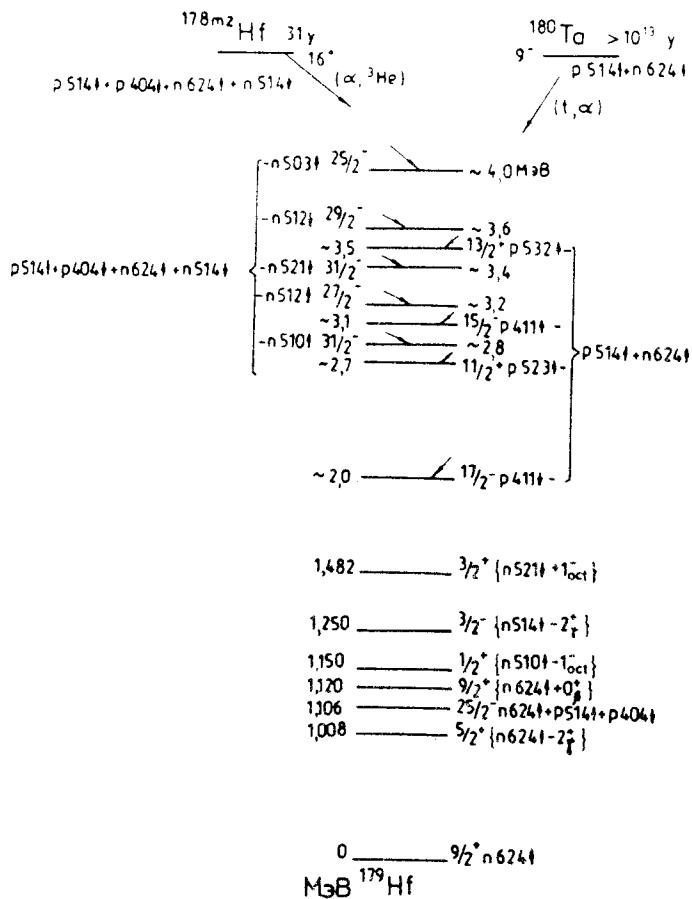
Переход от порядка к хаосу трактуется в [2] как переход от больших к малым компонентам волновых функций. Хаос наступает при тех энергиях возбуждения, при которых волновые функции не имеют больших компонент. При таких энергиях теряет смысл изучение свойств отдельных ядерных состояний. Поэтому изучение фрагментации квазичастично-фононных конфигураций играет решающую роль в выяснении, при каких энергиях возбуждения осуществляется переход от порядка к хаосу в средних и тяжелых ядрах.

Экспериментально изучена и правильно описана фрагментация одноквазичастичных состояний в сферических ядрах [3,4]. Фрагментация возрастает по мере удаления одночастичного уровня от уровня Ферми. Вплоть до энергий возбуждения 6–8 МэВ в сечениях реакций однонуклонных передач наблюдаются локальные максимумы, обусловленные не полностью фрагментированными одноквазичастичными состояниями. Переход от порядка к хаосу обычно связывают с полной фрагментацией одноквазичастичных состояний [5]. Однако забывают, что при этих энергиях возбуждения волновые функции могут иметь большие квазичастично-фононные компоненты.

Следующий этап – это изучение фрагментации трех- и пяти-квазичастичных, квазичастица-фонон и двухфононных состояний. Если использовать в качестве мишеней имеющиеся в природе долгоживущие изотопы ^{180}Ta и ^{176}Lu и синтезированный [6] изомер $^{178m2}\text{Hf}$ с временем жизни 31 год, то в реакциях однонуклонных передач появляется возможность изучения фрагментации трехквазичастичных состояний в ^{175}Yb , $^{175,177}\text{Lu}$, $^{179,181}\text{Hf}$ и $^{177,179}\text{Ta}$ и фрагментации пятиквазичастичных состояний в ^{177}Lu и $^{177,179}\text{Hf}$.

Рассмотрим трех- и пятиквазичастичные состояния в ^{179}Hf . Экспериментальные данные [7] по трехквазичастичным и квазичастица-фонон состояниям с энергиями ниже 1,5 МэВ и рассчитанные центроиды энергий трех- и пяти-квазичастичных состояний приведены на рисунке. Неротационное состояние характеризуется значением K^π и протонными p и нейтронными n асимптотическими квантовыми числами $Nn_z\Lambda$ при $K = \Lambda + 1/2$ и $Nn_z\Lambda$ при $K = \Lambda - 1/2$ тех одночастичных уровней (см. [8]), на которых находятся квазичастицы; через 2_γ^+ , 0_β^+ и 1_{oct}^- обозначены гамма-, бета- и октупольный фононы. В реакции $^{180}\text{Ta}(t, \alpha)$ можно изучать фрагментацию в энергетическом интервале 2–5 МэВ трехквазичастичных конфигураций, состоящих из протонной и нейтронной квазичастиц $p514 \uparrow + n624 \uparrow$ с $K^\pi = 9^-$, характеризующих ^{180}Ta добавленных к каждому состоянию протонной квазичастицы и приведенных на рисунке. Если в качестве мишени использовать $^{178m2}\text{Hf}$ с $K^\pi = 16^+$, $p514 \uparrow + p404 \downarrow + n514 \downarrow + n624 \uparrow$, то в реакциях (d, p) и $(\alpha, ^3\text{He})$ можно изучать в энергетическом интервале 3–6 МэВ фрагментацию пятиквазичастичных конфигураций, в которых к приведенной выше четырехквазичастичной конфигурации добавлено по одной нейтронной квазичастице.

В реакции (d, p) на ^{176}Lu , с $K^\pi = 7^-$, $p404 \downarrow + n514 \downarrow$ возбуждаются в ^{177}Lu в энергетическом интервале 1–4 МэВ следующие трехквазичастичные конфигурации с $K = 7 \pm K'$, в которых к $p404 \downarrow + n514 \downarrow$ добавлены нейтронные квазичастицы: $K^\pi = 5/2^-$, $23/2^-$, $n624 \uparrow$; $K^\pi = 9/2^+$, $19/2^+$, $n512 \uparrow$; $K^\pi = 11/2^+$, $17/2^+$, $n512 \downarrow$ и $K^\pi = 13/2^+$, $15/2^+$, $n510 \uparrow$. В реакции (t, α) на ^{176}Lu возбуждаются в ^{175}Yb в интервале 1,5–4,0 МэВ следующие трехквазичастичные состояния с $K = 7 \pm K'$, в которых к $p404 \downarrow + n514 \downarrow$ добавлены протонные ква-



Известные состояния квазичастица-фонон и рассчитанные центры энергии трехквазичастичных и пятиквазичастичных состояний в ^{179}Hf , заселяемые в (t, α) и $(\alpha, ^3\text{He})$ реакциях

зичастицы: $K^\pi = 13/2^-, 15/2^-, p411 \downarrow$; $K^\pi = 7/2^+, 21/2^+, p523 \uparrow$; $K^\pi = 5/2^+, 23/2^+, p514 \uparrow$; $K^\pi = 11/2^-, 17/2^-, p411 \uparrow$ и $K^\pi = 9/2^+, 19/2^+, p532 \uparrow$. Прежде всего следует изучить фрагментацию трехквазичастичных конфигураций с наименьшими значениями K .

Сведения о фрагментации квазичастично-фононных конфигураций в сферических ядрах могут быть получены из анализа γ -переходов при распадах высокоспиновых изомеров. Например, при анализе γ -переходов из долгоживущего изомера с $I^\pi = 65/2^-$ в ^{213}Fr (см. [9]) и изомера с $I^\pi = 34^-$ в ^{212}Fr (см. [10]). Фрагментация трех- и пятиквазичастичных состояний может проявиться при распадах высокоспиновых состояний возбуждаемых в реакциях с тяжелыми ионами. Так, в [11] в реакции $^{130}\text{Te}(^{16}\text{O}, 5n)$ обнаружены в ^{143}Nd указания на фрагментацию трех- и пятиквазичастичных состояний с большими спинами. Дальнейшее изучение γ -распадов высокоспиновых состояний необходимо для выяснения закономерностей фрагментации квазичастично-фононных

конфигураций.

Имеющиеся экспериментальные данные по фрагментации одно- и двухквaziчастичных и однофононных состояний недостаточны для выяснения того, при каких энергиях возбуждения идет переход от порядка к хаосу. Поэтому необходимо экспериментальное изучение фрагментации многоквaziчастичных и квазичастично-фононных конфигураций, для которого в настоящее время имеются технические возможности.

-
1. O.Bohigas and H.Weidenmüller, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38**, 421 (1988).
 2. V.G.Soloviev, *Nucl. Phys.* **A554**, 77 (1993).
 3. S.Gales, Ch.Stoyanov, and A.I.Vdovin, *Phys. Rep.* **166**, 125 (1988).
 4. В.Г.Соловьев, Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы, М.: Энергоатомиздат, 1989.
 5. S.Gales, Preprint IPNO-DRE-93-03.
 6. Yu.Ts.Oganessian et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18**, 393 (1992).
 7. A.Richter, I.Förster, A.Gelberg et al., *Nucl. Phys.* **A499**, 221 (1989).
 8. В.Г.Соловьев, Теория атомного ядра. Ядерные модели, М.: Энергоиздат, 1981.
 9. A.P.Byrne, R.Müsseler, H.Hüber et al., *Phys. Lett.* **B217**, 38 (1989).
 10. A.P.Byrne, G.D.Dracoulis, K.J.Schiffer et al., *Phys. Rev.* **C42**, R6 (1990).
 11. S.M.Aziz, P.D.Cottle, K.W.Kemper et al., *Phys. Rev.* **C41**, 1268 (1990).