

УДК 539.17.01

ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КЛАСТЕРИЗАЦИИ В МУЛЬТИМОДАЛЬНОМ ДЕЛЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2024 г. Ю. В. Иванский¹, А. В. Унжакова^{1,*}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

*e-mail: a.unzhakova@spbu.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Рассмотрена задача теоретического описания динамики процесса кластеризации нуклонов внутри делящегося ядра. Подход основан на микроскопическом моделировании кластеризации как нового типа коллективного движения частиц. Применение алгоритма динамической кластеризации в области тяжелых ядер потребовало разработки эффективного многочастичного взаимодействия для микроскопической модели распределенного типа. Расчеты были выполнены для дважды магического кластера, играющего основную роль в образовании второго минимума барьера деления, наблюдающегося в мультимодальном делении тяжелых ядер.

Ключевые слова: кластеризация, деление тяжелых ядер, кластерный распад, мультиагентное моделирование

DOI: 10.31857/S0367676524080155, EDN: OPYVPL

ВВЕДЕНИЕ

За 85 лет, прошедших со дня открытия деления ядер, теоретическое объяснение природы мультимодальности деления тяжелых ядер остается актуальной задачей [1–6]. Процесс деления тяжелого ядра характеризуется коренной перестройкой ядерной системы, содержащей сотни нуклонов. В настоящее время еще нет последовательной теории, которая позволяла бы с единой точки зрения описать все стороны процесса деления. Сильное изменение формы ядра и неоднократное перераспределение энергии между коллективными и нуклонными степенями свободы приводит к образованию различных кластеров внутри делящейся системы, содержащих различное число нуклонов, способных как существовать очень короткое время, так и достигнуть теплового равновесия и существовать большое по масштабам ядерного деления время. В работе [7] впервые была продемонстрирована связь между образованием магических кластеров в процессе низкоэнергетического деления ядер калифорния и мультимодальностью. В настоящее время о коллективном движении, связанном с кластеризацией в делящемся ядре, говорит серия экспериментов, проведенных в лаборатории имени Флерова. Там были открыты несколько новых мод деления на несколько осколков и были получены свидетельства возможного процесса перекластеризации внутри делящейся системы [8–10].

МОДЕЛЬ

Для случая бесконечной ядерной материи энергия связи одного нуклона определяется его взаимодействием с ближайшими соседями. В этом случае энергия связи нуклонов пропорциональна их числу $\sim A$. Нуклоны, расположенные на поверхности ядра, имеют меньшее число связей, чем внутренние, поэтому полная энергия связи уменьшается на величину, пропорциональную поверхности ядра $\sim A^{2/3}$. Плотность ядерной материи постоянна и не может уменьшиться ниже плотности насыщения даже при очень сильной деформации в предразрывных конфигурациях тяжелого делящегося ядра. Так как ядерное взаимодействие короткодействующее, то и в моделях, основанных на концепции среднего поля, реалистичный потенциал должен повторять по форме распределение материи в ядре [3–6]. Нуклоны в ядре в таких моделях ведут себя как делокализованные и независимые частицы. Для описания процесса образования нового нуклонного кластера внутри делящейся ядерной системы необходимо перейти к моделям нового типа, не использующим концепцию среднего поля [11–13]. В таких моделях каждая частица взаимодействует лишь с несколькими соседними частицами и не имеет информации о системе в целом. Таким образом все взаимодействия локальны и у сложной ядерной системы при изменении ее формы и внутренней структуры в процессе деления нет центра. При этом модели позволяют описывать

появление и изменение многочастичных кластеров и коллективные движения большого масштаба. Такие инновационные теоретические подходы к описанию динамики процесса кластеризации уже были опробованы в работах [14–17]. В данной работе мы предлагаем аналогичную распределенную модель для описания динамически стабилизированного коллективного нуклонного кластера в тяжелом делящемся ядре. Впервые динамическая модель кластеризации была предложена в [18]. В ней используются следующие понятия и определения.

Определения

Пусть вектор $x^i \in R^m$ представляет набор характеристик частицы $i \in N$. Соседние частицы в рассматриваемом объеме взаимодействуют между собой. Связи между соседними частицами могут быть представлены графом $G = \{N, E, C\}$ с множеством вершин N , обозначающих частицы $i, i \in N$; множеством ребер $E = \{(i, j) : i, j \in N\}$, состоящим из пар (i, j) , обозначающих взаимодействие между частицами i и j в момент t , соответствующим связям в графе G^t ; и матрицей связности C^t , образованной элементами c_{ij}^t , равными 1 в случае, если частицы i и j связаны в момент t , и $c_{ij}^t = 0$ в противном случае.

Кластеризация частиц происходит в результате их взаимодействия, величина которого определяется разностью характеристик связанных частиц и заданным коэффициентом усиления. Общий вид взаимодействия определяется по формуле:

$$u_i^t = \gamma \sum_{j \in N} c_{ij}^t (x_j^t - x_i^t) \quad (1)$$

где u_i^t – суммарное воздействие на частицу i всех связанных с ней частиц, $\gamma \in [0, 1]$ – коэффициент усиления, c_{ij}^t – элемент матрицы связности C^t , обозначающий наличие (отсутствие) связи между частицами i и j .

Общий вид взаимодействия частиц (1) может быть получен исходя из минимизации потенциала графа G^t связей частиц (называемого также лапласовским потенциалом графа G^t [12]), задающегося матрицей связности C^t , характеризующего степень рассогласованности состояний взаимосвязанных частиц:

$$\Phi_{G^t} = \frac{1}{2} \sum_{i, j \in N} c_{ij}^t (x_j^t - x_i^t)^2.$$

Определим в рассматриваемой системе два типа взаимодействия: притяжение и отталкивание, характеризующиеся радиусами действия, r_a – радиус притяжения, r_r – радиус отталкивания вокруг каждой частицы, $r_a > r_r$; и коэффициентами усиления γ_a, γ_r . Взаимодействия обоих типов зададим согласно формуле (1) с подстановкой соответствующего коэффициента усиления и определив коэффициенты матрицы связности исходя из расстояния между частицами.

Пусть частица i , помимо воздействия со стороны связанных с ней частиц, подвержена также некоторому внешнему возмущению $z_i^t \in R^m$.

С учетом притяжения и отталкивания частиц и внешнего возмущения динамика системы частиц задается следующей системой N уравнений в дискретном времени:

$$x_i^{t+1} = x_i^t + z_i^t + \gamma_a \sum_{j \in N} ca_{ij}^t (x_j^t - x_i^t) - \gamma_r \sum_{j \in N} cr_{ij}^t (x_j^t - x_i^t), \quad i \in N, \quad (2)$$

где ca_{ij}^t, cr_{ij}^t – коэффициенты, характеризующие наличие притяжения и отталкивания между частицами i и j ,

$$ca_{ij}^t = \begin{cases} 1, & \text{если } c_{ij}^t = 1 \text{ и } \rho(i, j) < r_a, \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$$

$$cr_{ij}^t = \begin{cases} 1, & \text{если } c_{ij}^t = 1 \text{ и } \rho(i, j) < r_r, \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$$

где $\rho(i, j)$ – расстояние между частицами i и j .

Обозначим Ca^t, Cr^t матрицы, составленные из элементов ca_{ij}^t и cr_{ij}^t соответственно; $L(A) = D(A) - A$; $D(A) = \text{diag}\left\{\sum_j a_{ij}\right\}$ – лапласиан матрицы A , получаемый вычитанием матрицы A из диагональной матрицы $D(A)$, где на диагонали расположены суммы элементов по строкам матрицы A . Введем векторы $X^t, Z^t \in R^{nm}$: $X^t = [x_1^t, \dots, x_N^t]^T$, $Z^t = [z_1^t, \dots, z_N^t]^T$. Запишем динамику системы (2) в векторно-матричном виде:

$$X^{t+1} = X^t + Z^t - \gamma_a L(Ca^t \otimes I_m) + \gamma_r L(Cr^t \otimes I_m),$$

где I_m – единичная матрица размера $m \times m$, $C^t \otimes I_m$ – произведение Кронекера, которое является блочной матрицей размера $nm \times nm$:

$$C^t \otimes I_m = \begin{bmatrix} c_{11}^t I_m & \cdots & c_{1n}^t I_m \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{n1}^t I_m & \cdots & c_{nn}^t I_m \end{bmatrix}.$$

Предлагаемая модель описывает эволюцию ядерной системы, состоящей из взаимосвязанных взаимодействующих элементов – частиц, в которых связь имеется только между соседними частицами в соответствии со свойством насыщения ядерных сил. Таким образом, каждый нуклон в ядре взаимодействует лишь с ограниченным числом ближайших к нему соседних нуклонов. Система с заданной в (2) динамикой демонстрирует тенденцию к образованию кластеров в процессе эволюции своего состояния [14].

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СИСТЕМЫ ЧАСТИЦ

Рассмотрим систему, состоящую из 132 частиц, моделирующую поведение нуклонов атома ^{132}Sn . Выберем радиус притяжения равным 1.5, радиус отталкивания — 0.5, коэффициенты усиления для притяжения и отталкивания примем равными 0.001 и 0.1 соответственно. Пусть внешние возмущения

можно описать независимыми одинаково распределенными нормальными величинами с параметрами $\mu = 0$, $\sigma = 0.005$. Зададим число шагов моделирования $T = 100$. Начальные позиции частиц в пространстве примем равномерно распределенными в области $[-2; 4] \times [-2; 4] \times [-2; 4]$.

Рисунки 1 и 2 иллюстрируют состояние системы частиц в моменты $t = 20$ и $t = 80$. Вершины-точки соответствуют позициям частиц в пространстве, ребра

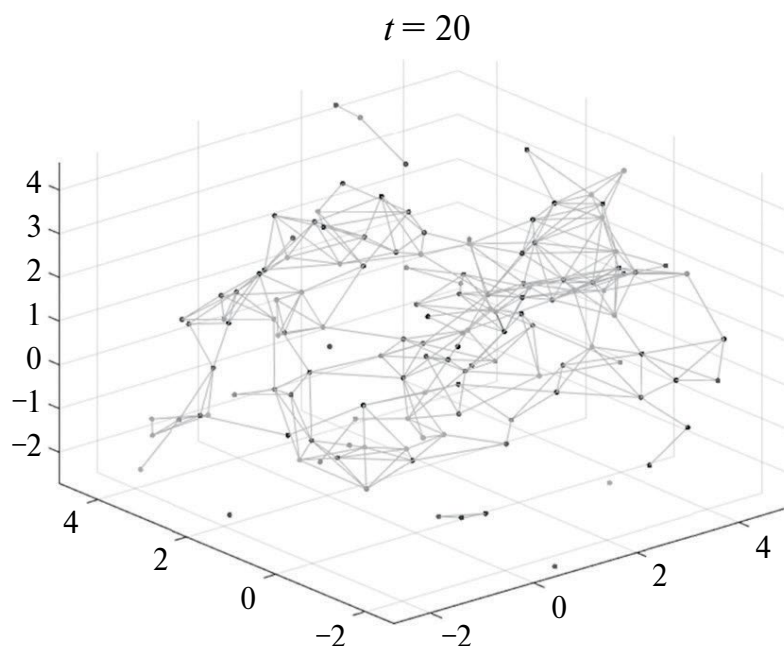


Рис. 1. Состояние системы в момент $t = 20$. Светлые ребра обозначают наличие притяжения между частицами.

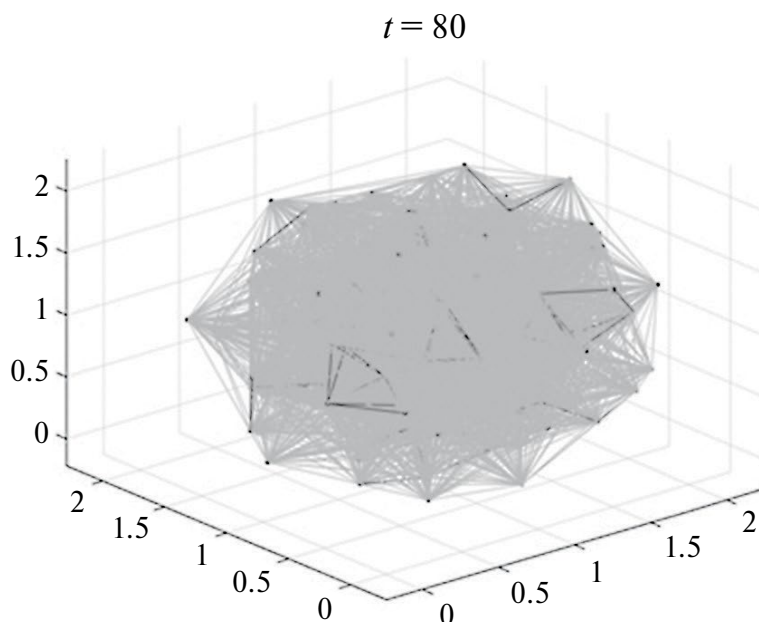


Рис. 2. Состояние системы в момент $t = 80$. Светлые ребра обозначают наличие притяжения между частицами. Темные ребра обозначают отталкивание между частицами.

светлого оттенка обозначают наличие притяжения между частицами, темные ребра — отталкивание. С течением времени кластерная структура системы частиц меняется под воздействием притяжения и отталкивания между частицами. В момент $t = 20$ наблюдается сравнительно малое число межчастичных взаимодействий, что обусловлено сравнительно большим средним расстоянием между каждой парой частиц. К моменту $t = 80$ произошло сближение частиц, что привело к образованию большого числа взаимодействий в силу попадания большего количества частиц в области притяжения и отталкивания соседних частиц. При этом общий объем, занимаемый всей системой, уменьшился, что отражено в изменении масштаба осей координат на рис. 1 и 2. При относительно малой величине внешнего возмущения состояние системы изменяется в сторону меньшего числа кластеров, при этом размер кластеров увеличивается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы описанию кластеризации в ядерных системах посвящено много новых теоретических работ. Базисом для таких исследований являются расчеты поверхностей потенциальной энергии в различных многомерных реалистических потенциалах или в самосогласованном поле [3—6]. В отдельных областях поверхностей потенциальной энергии, где происходит полная перестройка ядерной системы, такие модели не применимы и приводят к сингулярностям. Адекватное описание процесса изменения внутренней структуры внутри делящейся системы потребовало дополнения этих моделей разработанной моделью нового типа, выходящей за рамки концепции среднего поля. В ней огромная сложность динамических задач в многочастичной системе с переменной структурой заменяется на численное описание большого количества парных локальных взаимодействий одинаковых частиц, но за счет сложного совместного взаимодействия в итоге достигается модельное описание динамики всей системы. Суть нового подхода заключается в переходе от централизованных к децентрализованным расчётам процесса кластеризации в делении тяжелых ядер. Рассматриваемый подход позволяет моделировать изменение структуры ядерной системы в процессе деления и описывать возникновение нового агрегатного состояния группы нуклонов. Таким образом, весь процесс деления в таком подходе характеризуются двумя временными шкалами. Быстрая динамика характеризует организацию нуклонов в большие кластеры, которые можно рассматривать как новые коллективные структуры. Образовавшиеся

кластеры как целое участвуют в относительно медленной динамике делящейся ядерной системы до точки разрыва. Численное моделирование системы частиц было проведено для экспериментально наблюдаемого эффекта кластеризации дважды магического ядра олова в районе второго минимума барьера деления тяжелых актинидов.

Иванский Ю. В. благодарит Российский научный фонд за финансовую поддержку (проект № 22-71-10063).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bender M., Bernard R., Bertsch G. et al.* // J. Physics G. 2020. V. 47. No. 11. Art. No. 113002.
2. *Schunck N., Regnier D.* // Progr. Part. Nucl. Phys. 2022. V. 125. Art. No. 103963.
3. *Möller P., Madland D.G., Sierk A.J., Iwamoto A.* // Nature. 2001. V. 409. P. 785.
4. *Möller P., Sierk A.J., Ichikawa T. et al.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. Art. No. 064304.
5. *Pashkevich V., Pyatkov Y., Unzhakova A.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2009. V. 18. P. 907.
6. *Zdeb A., Warda M., Robledo L.M.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. Art. No. 014610.
7. *Pyatkov Yu.V., Pashkevich V.V., Penionzhkevich Yu.E. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 624. P. 140.
8. *Pyatkov Y., Kamanin D., Alexandrov A. et al.* // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. No. 064606.
9. *Kamanin D.V., Pyatkov Yu. V., Solodov A.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 8. P. 1238.
10. *Pyatkov Yu. V., Kamanin D.V., Carjan N. et al.* // J. Phys. Conf. Ser. 2023. V. 2586. Art. No. 012038.
11. *Vicsek T., Czirok A., Ben-Jacob E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. No. 6. P. 1226.
12. *Saber R.O., Murray R.M.* // Proc. Amer. Control Conf. 2003. P. 951.
13. *Nouhi B., Darabi N., Sareh P. et al.* // Sci. Reports. 2022. V. 12. Art. No. 12396.
14. *Friedkin N.E., Proskurnikov A.V., Tempo R., Parsegov S.E.* // Science. 2016. V. 354(6310). P. 321.
15. *Amelin K., Amelina N., Granichin O. et al.* // IEEE CCTA. 2019. P. 355.
16. *Erofeeva V., Kizhaeva N.* // CAP. 2023. V. 12(1). P. 16.
17. *Amelina N., Chernov A., Granichin O., Ivanskiy Y., Len I.* // Proc. 18th ECC2020. (Russia, 2020). P. 906.
18. *Унжакова А.В., Иванский Ю.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1339; *Ivanskiy Y.V., Unzhakova A.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1108.

Dynamical modelling of clustering in multimodal heavy nuclei fission**Y. V. Ivanskiy¹, A. V. Unzhakova^{1,*}**¹ *Saint-Petersburg State University, St Petersburg, 199034, Russia***e-mail: a.unzhakova@spbu.ru*

The authors consider the problem of describing theoretically the dynamics of nucleon clustering inside a fissile nucleus. The approach is based on the microscopic modeling of clustering as a new type of collective particle motion. The use of a dynamic clustering algorithm in the region of heavy nuclei requires effective multiparticle interaction to be developed for a distributed microscopic model. Calculations are performed for a double magic cluster that plays an important role in the formation of the second minimum of the fission barrier observed in the multimodal fission of heavy nuclei.