

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР ^{46}Ti В РЕАКЦИЯХ С ПУЧКОМ ^3He ПРИ ЭНЕРГИИ 29 МэВ

*Т. Исатаев^{a,б,в,1}, Н. К. Скобелев^a, Т. М. Шнейдман^a,
Ю. Э. Пенионжкевич^{a,е}, В. Бурьян^д, Я. Мразек^д*

^a Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт ядерной физики, Алма-Ата, Казахстан

^в Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана

^е Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва

^д Институт ядерной физики, Ржеж, Чехия

В реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ на пучках ионов ^3He с энергией 29 МэВ измерены энергетические спектры ядра ^{46}Ti . Наблюдались возбужденные уровни ^{46}Ti в широкой области значений энергии от 2 до 16,7 МэВ. Уровни с энергией от 10,4 до 16,7 МэВ наблюдались впервые и заселялись с высокой вероятностью. Заселение высоковозбужденных состояний с энергией $E_x \geq 10$ МэВ в ^{46}Ti и их структура могут быть объяснены проявлением нижайших возбужденных уровней альфа-кластерной системы $^{42}\text{Ca} + ^4\text{He}$, отвечающей супердеформированному состоянию ^{46}Ti .

Energy spectra of the ground states of ^{46}Ti have been measured in the $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ reaction at a bombarding energy of 29 MeV. Excited levels of ^{46}Ti were observed in a wide energy range from 2 to 16.7 MeV. Levels from 10.4 to 16.7 MeV were observed for the first time and populated with a high probability. The population of high-lying states with energies $E_x \geq 10$ MeV in ^{46}Ti and their structure can be explained as the lowest excited levels of the $^{42}\text{Ca} + ^4\text{He}$ alpha-cluster system corresponding to the superdeformed state of ^{46}Ti .

PACS: 27.40.+z; 25.75.-q

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных проблем ядерной физики является кластерная структура ядер и ее возможное проявление в ядерных реакциях. В ядерных реакциях с легкими ядрами экзотические кластерные структуры, такие как ^5He и др., проявляются как во взаимодействующих ядрах при их передаче, так и как самостоятельные продукты реакций [1]. В работах по измерению сечений реакций на пучках слабосвязанных ядер ^6He с передачей нейтронов и на пучках ^6Li и ^7Li с передачей кластеров — дейтрона

¹E-mail: issatayev@jinr.ru

(третия) — показано, что эти реакции передачи достигают своих максимальных сечений при энергии бомбардирующих частиц, близких к барьерным значениям [2, 3].

Были проведены эксперименты по измерению сечений реакций передачи нуклонов с ядром-снарядом ^3He . Относительно низкая энергия отделения протона в ядре ^3He ($S_p = 5,49$ МэВ) и малая энергия отделения двух протонов $S_{2p} = 7,71$ МэВ приводят к увеличению вклада прямых реакций, таких как развал снаряда, реакции срыва и подхвата нуклонов [4, 5]. Ядерные реакции на пучках ^3He с ядрами мишени, близкими к замкнутым оболочкам с $Z = 20$ и $N = 20$, при передаче заряженных частиц (p, d) могут приводить к образованию ядер в различных возбужденных состояниях за счет их перестройки и изменения кулоновской энергии даже в случае малой энергии бомбардирующих частиц [6, 7]. При изучении ядерных реакций на ^3He с ядрами мишени ^{45}Sc можно получить конечные ядра ^{45}Ti и ^{46}Ti в реакциях $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, t)^{45}\text{Ti}$ и $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ с относительно высокими сечениями и разными энергиями возбуждения [7].

В зависимости от энергии возбуждения или вносимого углового момента образовавшееся ядро может принимать различные формы. Это явление, известное как сосуществование форм [8], было обнаружено у ядер в различных массовых областях. Интервалы энергии возбуждения, в которых структура ядра определяется той или иной деформацией, зависят от баланса между стабилизирующим эффектом оболочечной структуры сферического распределения плотности и энергетической выгоды от дальнедействующей части остаточного взаимодействия, обусловленного выстраиванием нуклонов. Грубо волновую функцию ядра можно представить как суперпозицию двух конфигураций — сферической и деформированной. В определенных интервалах энергии возбуждения ядер их спектроскопические свойства определяются либо сферической конфигурацией нуклонов с малой примесью деформированной конфигурации, либо, наоборот, деформированной конфигурацией с малой примесью сферической формы.

Исторически сосуществование разных форм было впервые исследовано в легких ядрах с $N \sim Z$. Хотя основные состояния ядер в этих массовых областях преимущественно сферические, с ростом энергии возбуждения, а также с ростом углового момента в энергетическом спектре ядра появляются ротационные полосы, характерные для деформированных ядер. Такая ситуация четко проявляется, когда протонная и нейтронная $f_{7/2}$ -орбитали наполовину заполнены, как в случае ядра ^{48}Cr , где $N = Z = 24$ [9]. В более легких ядрах с $N = Z < 24$ возбужденные конфигурации, построенные на деформированных орбиталях, приводят к большему увеличению их деформации. К примеру, сильно деформированные ротационные полосы, построенные на частично-дырочных состояниях, обнаружены в ядрах ^{45}Sc и ^{45}Ti [10].

При увеличении энергии возбуждения ядер многочастично-многодырочные состояния приводят к появлению супердеформированных конфигураций. Такие состояния, связанные с магическими оболочками с $N = Z = 20$, были обнаружены в ядрах $^{36,40}\text{Ar}$, $^{40,42}\text{Ca}$ и ^{44}Ti [11–15].

Для ядра ^{40}Ca было показано [16], что квадрупольный момент, отвечающий супердеформированной полосе, увеличивается с ростом углового момента вопреки предсказаниям оболочечной модели [17]. Такое поведение свидетельствует о том, что супердеформация в ядрах $A \sim 40$ не связана с фиксированной конфигурацией валентных частиц и их спинов, а скорее является проявлением кластеризации, приводящей

к макроскопическому перераспределению нуклонов в ядре. Как показано в ряде работ, важный вклад в формирование сильнодеформированных состояний ядер с $A \sim 40$ вносят кластерные конфигурации с альфа-частицей [18, 19]. Систематический экспериментальный анализ альфа-кластерных структур в ядрах с $22 \leq Z \leq 44$ проведен в работе [20], в которой была показана значительная роль альфа-кластеризации в структуре возбужденных состояний ^{44}Ti и ^{94}Mo . Также было показано, что не только ядра с двумя нейтронами и двумя протонами сверх дважды магического кора проявляют альфа-кластерные свойства. Такие структуры обнаружены в различных изотопах Ti, образованных в реакциях $^{40,42,48}\text{Ca}(^6\text{Li}, d)^{44,46,52}\text{Ti}$ [21–25].

В настоящей работе изучалось заселение возбужденных состояний в ядрах ^{46}Ti , образующихся в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$, и проанализирована роль альфа-кластерной конфигурации в структуре высоковозбужденных состояний ^{46}Ti .

Заселение низколежащих возбужденных состояний ядра ^{46}Ti в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ изучалось при различной энергии бомбардирующих частиц ^3He [26–29]. В работе [26] были исследованы возбужденные состояния в ^{46}Ti , включая ротационные, до энергии возбуждения 4,5 МэВ. В [27–29] был изучен спектр возбуждения ^{46}Ti вплоть до энергии возбуждения 11 МэВ. В представленной работе впервые наблюдались высоковозбужденные состояния ядра ^{46}Ti в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ в широкой энергетической области от 11 до 17 МэВ и сделана попытка их объяснения с точки зрения проявления кластерных степеней свободы.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на пучке ^3He циклотрона У-120М Института ядерной физики АН Чешской Республики в Ржеже. По направлению пучка частиц ^3He с энергией $(29,00 \pm 0,06)$ МэВ в реакционной камере устанавливалась тонкая самоподдерживающаяся мишень ^{45}Sc толщиной 1,8 мкм (чистотой не хуже 99%). Интенсивность пучка ^3He на мишени составляла $4 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Мониторинг пучка осуществлялся по упругому рассеянию ядер ^3He на золотой мишени толщиной 190 мкг/см². Измерение интенсивности пучка проводилось также с помощью цилиндра Фарадея. Продукты ядерных реакций регистрировались под разными углами четырьмя кремниевыми полупроводниковыми телескопами, включающими в себя тонкий ΔE (500 мкм) и толстый E (5 мм) детекторы для регистрации и измерения удельных потерь частиц и их остаточной энергии. Калибровка детекторов проводилась с помощью источника α -частиц и по рассеянным частицам пучка ^3He . $\Delta E \times E$ полупроводниковые телескопы располагались на расстоянии 17,5 см от мишени. Диапазон углов измеряемых заряженных частиц (p, d, t) в эксперименте составлял в лабораторной системе координат от 5 до 45°. Угловое разрешение телескопов в такой постановке экспериментов было не хуже 1°.

Энергия ^3He измерялась также сепарирующим магнитом при выводе пучка из циклотрона. Пучок ^3He коллимировался и фокусировался на выводном канале и имел маленькие размеры на всей линии трассировки. Размер пучка ^3He на мишени составлял в диаметре не более 2,5 мм. Коллиматоры на входе полупроводниковых телескопов имели прямоугольные размеры $1 \times 3,0$ мм.

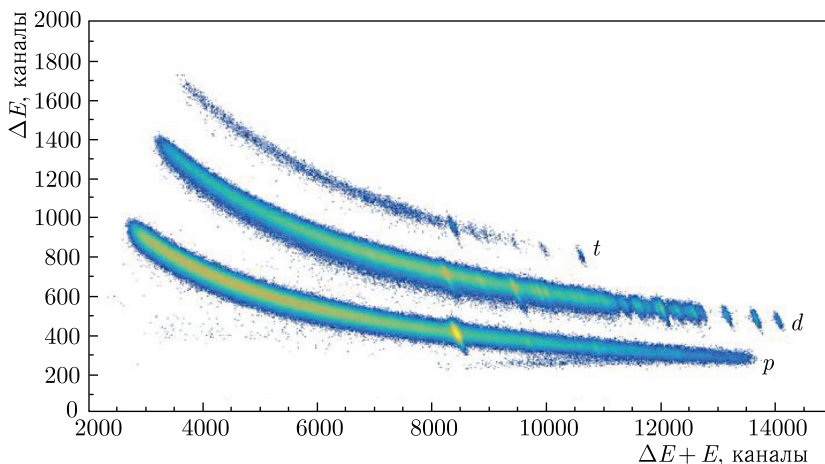


Рис. 1. Двумерная идентификационная матрица $\Delta E \times E$ для заряженных частиц, наблюдаемых в реакции $^3\text{He} + ^{45}\text{Sc}$ с энергией 29 МэВ под углом $17,5^\circ$ в лабораторной системе

Легкие рассеянные частицы и другие продукты реакций идентифицировались $\Delta E \times E$ методом, т.е. по измеренным потерям их энергии ΔE (в тонком детекторе) и остаточной энергии $E_{\text{ост}}$ (в более толстом детекторе). Эта экспериментальная техника позволила идентифицировать продукты реакций p , d , t , ^4He и рассеянные ^3He , а также определить их выход. Для регистрации сигналов с каждого из четырех полупроводниковых телескопов была использована электронная аппаратура в стандарте VME. Детали сбора данных и обработки экспериментальных спектров подробно изложены в работе [30].

Обработка набранных экспериментальных данных позволила получать двумерные матрицы (рис. 1), с помощью которых четко идентифицировались продукты реакций (p , d , t), а также определить их энергию и выход.

В каждом эксперименте регистрировались вылетевшие под разными углами дейтроны, образовавшиеся в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$, по числу которых и их энергии были определены вероятности заселения основного и возбужденных состояний ядер ^{46}Ti .

На рис. 2 приведен спектр возбужденных состояний в ядрах ^{46}Ti , полученный из анализа энергетических спектров дейтронов под углом 15° , образовавшихся в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$. Полученная энергетическая шкала возбуждения ядер ^{46}Ti совпадала с ранее измеренными заселенными в этой реакции уровнями ядер ^{46}Ti от 0 до 10 МэВ [27–29]. Ошибки значений энергии возбужденных уровней в области от 2 до 10 МэВ сопоставимы со значениями ($\Delta E = \pm 0,05\text{--}0,08$ МэВ, $\sigma = \pm 0,02\text{--}0,035$ МэВ) из работ [26, 28]. Измеренные нами значения ошибок энергии возбужденных состояний в области энергии более 10 МэВ оценены с дисперсией ($\sigma = \pm 0,04\text{--}0,06$ МэВ).

Из рис. 2 видно, что в эксперименте наблюдалось высокое заселение основного и возбужденных состояний ^{46}Ti как до энергии 4,5 МэВ [27], так и до 10 МэВ [28]. Из рисунка виден также ряд хорошо заселяемых высоковозбужденных состояний в ^{46}Ti в области энергии от 11 и до 16,7 МэВ. Эти состояния в ^{46}Ti были получены нами впервые в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$.

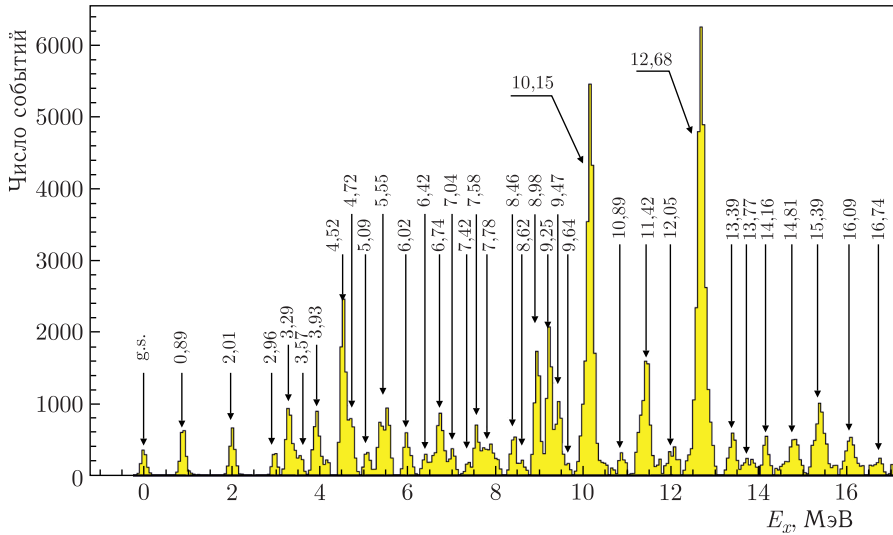


Рис. 2. Энергетический спектр возбужденных состояний в ядре ^{46}Ti , восстановленный из спектра дейтронов, образовавшихся в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ и зарегистрированных под углом 15° в лабораторной системе

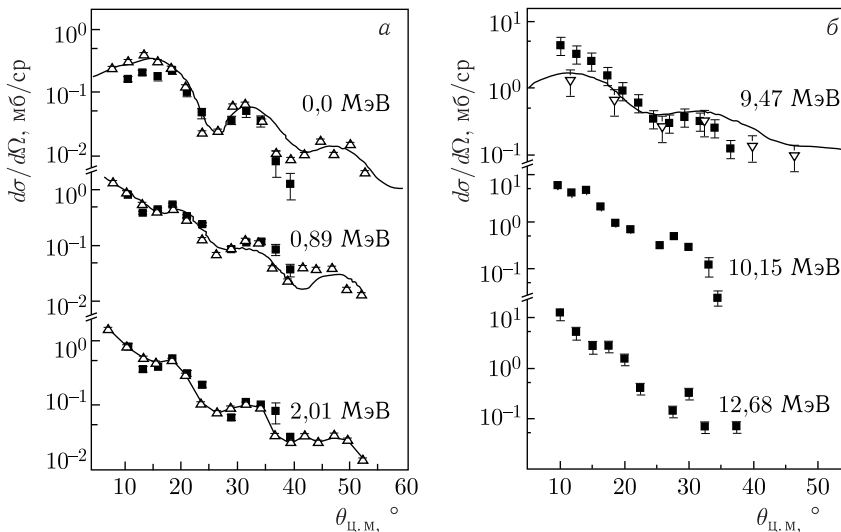


Рис. 3. Дифференциальные сечения образования ядер ^{46}Ti в основном (а) и возбужденных (б) состояниях в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ в зависимости от угла вылета дейтронов в с.ц.м. по отношению к направлению пучка ^3He . Темные квадраты — результаты настоящей работы. Светлые треугольники вершиной вверх — результаты работы [27]; светлые треугольники вершиной вниз — результаты работы [28]. Сплошной линией представлены результаты расчетов в рамках метода DWBA из работ [27, 28]

На рис. 3 приведены дифференциальные сечения образования ядра ^{46}Ti в основном и возбужденных состояниях с энергией до 12,68 МэВ в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ в зависимости от угла вылета дейтронов в системе центра масс по отношению к направлению пучка ^3He . Из рисунка видно, что сечения образования ^{46}Ti сильно зависят от угла вылета дейтронов. Максимальные значения сечений заселения возбужденных состояний наблюдаются при вылете дейтронов в передние углы. Приведенные нами зависимости вероятностей заселения основного и возбужденных состояний ряда уровней ^{46}Ti с энергией до 9,47 МэВ сравнены с данными других работ [27, 28]. Наши значения сечений по заселению возбужденных состояний в этой области энергии им не противоречат. На рисунке показаны результаты анализа DWBA ряда этих возбужденных уровней [27, 28], что позволило идентифицировать их спины и четности.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

В эксперименте впервые в реакции $(^3\text{He}, d)$ измерены уровни ^{46}Ti с энергиями возбуждения, превышающими энергию отрыва протона, $S_p = 10,345$ МэВ, а именно $E_x = 10,15, 10,89, 11,42, 12,05, 12,68, 13,39, 13,77, 14,16, 14,81, 15,39, 16,09$ и $16,74$ МэВ. Тот факт, что $E_x > S_p$, позволяет предположить, что структура этих уровней связана с возбуждением многочастично-многодырочных конфигураций в многоступенчатом процессе поглощения энергии захваченного при передаче протона.

Одно из возможных объяснений заселения таких высоковозбужденных состояний может быть связано с переходом ядра ^{46}Ti в сильнодеформированное состояние. Как обсуждалось во введении, такое деформированное состояние в ядрах с $N \approx Z$ связано с переходом ядра в кластерное состояние с альфа-частицей на поверхности тяжелого фрагмента. Это подтверждается результатами работы [31], где было показано, что в реакциях $^{40,42,48}\text{Ca}(^7\text{Li}, t\alpha)^{40,42,48}\text{Ca}$ хорошо возбуждаются альфа-кластерные уровни $^{44,46,52}\text{Ti}$ с энергиями $E_x > 11$ МэВ. Результаты расчета в рамках кластерной модели двойной ядерной системы [32, 33] показали, что альфа-кластерная система $^{42}\text{Ca} + ^4\text{He}$, отвечающая ядру ^{46}Ti , имеет энергию $E_\alpha = 10,8$ МэВ. Нижайшие возбужденные состояния такой системы связаны либо с возбуждением нижайших состояний в ^{42}Ca , либо с относительным вращением кластеров в двойной ядерной системе. Момент инерции такого вращения — $J_\alpha = \mu R_d^2 = 2,47\hbar^2/\text{МэВ}$, где μ — приведенная масса двойной системы, а R_d — расстояние между центрами масс альфа-частицы и ^{42}Ca . Если зафиксировать энергию основного состояния альфа-кластерной конфигурации по экспериментальному значению как $E_x = 10,15$ МэВ, то нижайшие 1^- - и 2^+ -состояния, связанные с относительным вращением кластеров в двойной ядерной системе, будут иметь значения 10,53 и 11,22 МэВ соответственно для 1^- - и 2^+ -состояний. Нижайший уровень, связанный с возбуждением ^{42}Ca в 2^+ -состоянии с энергией 1,525 МэВ, имеет спин и четность 2^+ и энергию $E_x = 11,92$ МэВ. Результаты расчетов для нижайших уровней возбуждения альфа-кластерной системы $^{42}\text{Ca} + ^4\text{He}$, начиная с энергии 10,15 МэВ и выше, полученные в модели двойной ядерной системы в работах [32, 33], приведены в табл. 1. Измеренные нами в настоящей работе высоковозбужденные состояния ^{46}Ti и теоретические расчетные значения в рамках кластерной модели двойной ядерной системы $^{42}\text{Ca} + ^4\text{He}$, начиная с энергии 10,15 МэВ и выше, показаны в табл. 2.

Таблица 1. Расчетные нижайшие возбужденные состояния альфа-кластерной системы $^{42}\text{Ca} + ^4\text{He}$ и их характеристики I^π . Предполагается, что основное состояние имеет энергию 10,15 МэВ

Энергия, МэВ	I^π
10,15	0^+
10,53	1^-
11,22	2^+
11,87	3^-
12,53	4^+
13,04	5^-
13,39	6^+
12,73	0^+
12,00	1^-
11,92	2^+
12,82	3^-
13,28	4^+
13,99	5^-
14,35	6^+

Таблица 2. Измеренные в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ высоковозбужденные уровни и расчетные уровни в ^{46}Ti , полученные в рамках кластерной модели двойной ядерной системы

Энергия, МэВ (эксперимент)	Энергия, МэВ (теория)
10,15	10,15
10,89	10,53
11,42	11,22
12,05	11,87 (12,00)
12,68	12,73 (12,82)
13,39	13,39
13,77	
14,16	
14,81	
15,39	
16,09	
16,74	

Как видно из табл. 2, экспериментально измеренным энергетическим уровням могут быть сопоставлены нижайшие возбуждения альфа-кластерной системы. Для высоколежащих уровней с $E_x > 13$ МэВ трудно однозначно провести соответствие между измеренными и расчетными энергетическими состояниями, так как теория предсказывает несколько уровней с близкими энергетическими значениями с разными спинами и четностями. Тем не менее результаты, представленные в табл. 2, показывают, что с большой достоверностью возбужденные уровни в ^{46}Ti выше 10 МэВ могут быть связаны с существованием сильнодеформированной кластерной структуры. Подтверждением этого вывода является также результат работы [31], в которой изучалась альфа-кластерная структура ядра ^{46}Ti в реакции $^{42}\text{Ca}(^7\text{Li}, ta)^{42}\text{Ca}$. Для однозначного вывода о наличии сильнодеформированной кластерной структуры высоковозбужденных состояний в ядре ^{46}Ti необходимы измерения угловых распределений дейтронов, отвечающих за заселение высоковозбужденных состояний ^{46}Ti выше 11 МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ на пучке ^3He с энергией 29 МэВ измерены энергетические уровни ядра ^{46}Ti в диапазоне от основного состояния до высоковозбужденных состояний с энергией до 17 МэВ. Анализ энергетических и угловых распределений дейтронов, вылетевших в реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$, показал, что имеется хорошее согласие с наблюдаемыми ранее [27–29] спектрами возбуждения в ядрах ^{46}Ti с энергиями до 10 МэВ при бомбардировке пучком ^3He с энергиями 16 МэВ.

Измеренные нами в настоящей работе высоковозбужденные состояния ^{46}Ti и расчеты в рамках кластерной модели двойной ядерной системы показывают, что состояния ^{46}Ti с энергиями $E_x > 10$ МэВ могут быть связаны с возбуждениями сильнодеформированного состояния ^{46}Ti , имеющего альфа-кластерную структуру $^{42}\text{Ca} + ^4\text{He}$.

Для однозначного ответа на вопрос о существовании деформированной альфа-кластерной структуры высоковозбужденных состояний ^{46}Ti необходимы эксперименты по измерению угловых распределений дейтронов для реакции $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ в широком диапазоне углов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lukyanov S.M., Harakeh M.N., Naumenko M.A., Yi Xu, Trzaska W.H., Burjan V., Kroha V., Mrazek J., Glagolev V., Piskor S., Voskoboynik E.I., Khlebnikov S.V., Penionzhkevich Yu.E., Skobelev N.K., Sobolev Yu.G., Tyurin G.P., Kuterbekov K., Tuleushev Yu.* Some Insights into Cluster Structure of ^9Be from $^3\text{He} + ^9\text{Be}$ Reaction // *World J. Nucl. Sci. Tech.* 2015. V. 5. P.265–273.
2. *Penionzhkevich Yu.E., Astabatyan R.A., Demekhina N.A., Gulbekian G.G., Kalpakchieva R., Kulko A.A., Lukyanov S.M., Markaryan E.R., Maslov V.A., Muzychka Yu.A., Oganessian Yu.Ts., Revenko R.V., Skobelev N.K., Sobolev Yu.G., Testov D.A., Zholdybaev T.* Excitation Functions of Fusion Reactions and Neutron Transfer in the Interaction of ^6He with ^{197}Au and ^{206}Pb // *Eur. Phys. J. A.* 2007. V. 31. P. 185–194.
3. *Penionzhkevich Yu.E., Kalpakchieva R., Kulko A.A., Lukyanov S.M., Maslov V.A., Skobelev N.K.* Peculiarities of Nuclear Reactions Induced by ^6He and ^6Li Nuclei near the Coulomb Barrier // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 2008. V. 17. P. 2349–2353.
4. *Скобелев Н.К., Кулько А.А., Пенионжкевич Ю.Э., Воскобойник Е.И., Крога В., Бурьян В., Гонс З., Мразек Я., Пискорж Ш., Шимечкова Е.* Сечения образования изотопов ^{43}Sc , ^{44}Sc и ^{46}Sc в реакции $^{45}\text{Sc} + ^3\text{He}$ // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2013. Т. 77, № 7. С. 878–882.
5. *Воскобойник Е.И., Скобелев Н.К., Пенионжкевич Ю.Э., Крога В., Бурьян В., Гонс З., Мразек Я., Пискорж Ш., Шимечкова Е., Куглер А.* Сечения реакций слияния и передачи при взаимодействии ядер Pt и ^{197}Au с ^3He в подбарьерной области энергий // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2014. Т. 78. С. 543–548.
6. *McMurray W.R., Conlon T.W., Hooton B.W., Ivanovich M.* The Transfer Reactions Induced by 38 MeV ^{19}F Ions on ^{27}Al // *Nucl. Phys. A.* 1976. V. 265. P. 517–532.
7. *Скобелев Н.К.* Заселение изомерных состояний в реакциях слияния и передачи на пучках слабосвязанных ядер вблизи кулоновского барьера // *ЯФ.* 2015. Т. 78, № 7–8. С. 696–705.
8. *Heyde K., Wood J.L.* Shape Coexistence in Atomic Nuclei // *Rev. Mod. Phys.* 2011. V. 83. P. 1467–1512.
9. *Cameron J.A., Jonkman J., Svensson C.E., Gupta M., Hackman G., Hyde D., Mullins S.M., Rodriguez J.L., Waddington J.C., Galindo-Uribarri A., Andrews H.R., Ball G.C., Janzen V.P., Radford D.C., Ward D., Drake T.E., Cromaz M., DeGraaf J., Zwartz G.* Collective Properties of ^{48}Cr at High Spin // *Phys. Lett. B.* 1996. V. 387. P. 266–270.
10. *Bednarczyk P., Styczen J., Bracco A., Curien D., Grebosz J., Lach M., Maj A., Merdinger J.C., Meczynski W., Nowacki F., Smith M.B., Spohr K., Vivien J.P., Zieblinski M.* Collectivity and Single-Particle Degrees of Freedom: Studies of Light $f_{7/2}$ Nuclei at EUROBALL IV and Recoil Filter Detector // *Eur. Phys. J. A.* 2004. V. 20. P. 45–46.
11. *Syed N.U.H., Larsen A.C., Bürger A., Guttormsen M., Harissopoulos S., Kmiecik M., Konstantinopoulos T., Krtička M., Lagoyannis A., Lönnroth T., Mazurek K., Norby M., Ny-*

- hus H. T., Perdikakis G., Siem S., Spyrou A. Extraction of Thermal and Electromagnetic Properties in ^{45}Ti // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 044309.
12. Ideguchi E., Sarantites D. G., Reviol W., Afanasjev A. V., Devlin M., Baktash C., Janssens R. V. F., Rudolph D., Axelsson A., Carpenter M. P., Galindo-Uribarri A., LaFosse D. R., Lauritsen T., Lerma F., Lister C. J., Reiter P., Seweryniak D., Weiszflog M., Wilson J. N. Superdeformation in the Doubly Magic Nucleus ^{40}Ca // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 222501.
 13. Ideguchi E., Ota S., Morikawa T., Oshima M., Koizumi M., Toh Y., Kimura A., Harada H., Furutaka K., Nakamura S., Kitatani F., Hatsukawa Y., Shizuma T., Sugawara M., Miyatake H., Watanabe Y. X., Hirayama Y., Oi M. Superdeformation in Asymmetric $N < Z$ Nucleus ^{40}Ar // Phys. Lett. B. 2010. V. 686. P. 18–22.
 14. Lach M., Styczen J., Meczynski W., Bednarczyk P., Bracco A., Grebosz J., Maj A., Merdinger J. C., Schulz N., Smith M. B., Spohr K. M., Vivien J. P., Zieblinski M. In-Beam γ -Ray Spectroscopy of ^{42}Ca // Eur. Phys. J. A. 2003. V. 16. P. 309–311.
 15. O'Leary C. D., Bentley M. A., Brown B. A., Appelbe D. E., Bark R. A., Cullen D. M., Ertürk S., Maj A., Merchant A. C. Nonyrast High-Spin States in $N = Z$ ^{44}Ti // Phys. Rev. C. 2000. V. 61. P. 064314.
 16. Chiara C. J., Ideguchi E., Devlin M., LaFosse D. R., Lerma F., Reviol W., Ryu S. K., Sarantites D. G., Baktash C., Galindo-Uribarri A., Carpenter M. P., Janssens R. V. F., Lauritsen T., Lister C. J., Reiter P., Seweryniak D., Fallon P., Gorgen A., Macchiavelli A. O., Rudolph D. Transition Quadrupole Moments in the Superdeformed Band of ^{40}Ca // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 041303.
 17. Caurier E., Menendez J., Nowacki F., Poves A. Coexistence of Spherical States with Deformed and Superdeformed Bands in Doubly Magic ^{40}Ca : A Shell-Model Challenge // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 054317.
 18. Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Ivanova S. P., Scheid W. Relationship between Dinuclear Systems and Nuclei in Highly Deformed States // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 119–135.
 19. Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Palchikov Yu. V., Scheid W., Shneidman T. M. Nuclear Structure with the Dinuclear Model // Phys. At. Nucl. 2004. V. 67. P. 1701–1708.
 20. Souza M. A., Miyake H. Search for the α + Core Structure in the Ground State Bands of $22 \leq Z \leq 42$ Even–Even Nuclei // Phys. Rev. C. 2021. V. 104. P. 064301.
 21. Yamaya T., Ohami S., Fujiwara M., Itahashi T., Katori K., Tosaki M., Kato S., Hatori S., Ohkubo S. Existence of α -Cluster Structure in ^{44}Ti via the $(^6\text{Li}, d)$ Reaction // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 1935–1944.
 22. Guazzoni P., Jaskola M., Zetta L., Kim C.-Y., Udagawa T., Bohlen G. Study of the $^{40}\text{Ca}(^6\text{Li}, d)^{44}\text{Ti}$ Reaction at 60.1 MeV with the Breakup-Fusion Model // Nucl. Phys. A. 1993. V. 564. P. 425–440.
 23. Yamaya T., Ishigaki K., Ishiyama H., Suehiro T., Kato S., Fujiwara M., Katori K., Tanaka M. H., Kubono S., Guimaraes V., Ohkubo S. α -Cluster States above the Threshold Energy in ^{44}Ti // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 131–136.
 24. Yamaya T., Katori K., Fujiwara M., Kato S., Ohkubo S. Alpha-Cluster Study of ^{40}Ca and ^{44}Ti by the $(^6\text{Li}, d)$ Reaction // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1998. V. 132. P. 73–102.
 25. Fulbright H. W., Bennett C. L., Lindgren R. A., Markham R. G., McGuire S. C., Morrison G. C., Strohmusch U., Toke J. Four-Nucleon Transfer via the $(^6\text{Li}, d)$ Reaction // Nucl. Phys. A. 1977. V. 284. P. 329–364.
 26. Barnard R. W., Jones G. D. A Study of ^{46}Ti by the $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ and $^{46}\text{Ti}(p, p')^{46}\text{Ti}$ Reactions // Nucl. Phys. A. 1968. V. 111. P. 17–38.

27. *Hamida B., Sen Gupta H.M., Watt F.* Level Structure of ^{46}Ti from the (τ, d) Reaction on ^{45}Sc // Nucl. Phys. A. 1982. V. 378. P. 11–28.
28. *Broman L., Larsson C.* The $^{45}\text{Sc}(^3\text{He}, d)^{46}\text{Ti}$ Reaction. DWBA Analysis of Transitions to States between 7.6 and 11.0 MeV // Z. Phys. 1971. V. 242. P. 360–363.
29. *Broman L., Pullen D.J.* Level Structure of ^{46}Ti // Nucl. Phys. A. 1968. V. 110. P. 161–175.
30. *Skobelev N.K., Penionzhkevich Yu.E., Sivacek I., Issatayev T., D'Agata G., Burjan V., Kilic A.I., Mrazek J., Glagolev V.* Population of Excited States in ^{45}Ti Nuclei in Charge Exchange Reactions in a 29-MeV ^3He Beam // Phys. Part. Nucl. 2022. V. 53. P. 382–386.
31. *Fukada M., Takimoto M.K., Ogino K., Ohkubo S.* α Cluster States in $^{44,46,52}\text{Ti}$ // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 064613.
32. *Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Zhou S.-G.* Cluster Approach to the Structure of ^{240}Pu // Phys. Rev. C. 2015. V. 92. P. 034302.
33. *Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V., Jolos R.V., Scheid W.* Cluster Interpretation of Properties of Alternating Parity Bands in Heavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 014313.

Получено 26 января 2023 г.