

## Кластерные состояния в нейтронно-избыточном ядре $^{22}\text{Ne}$

С. Ю. Торилов<sup>a1)</sup>, К. А. Гриднев<sup>a</sup>, В. И. Жеребчевский<sup>a</sup>, М. Бреннер<sup>b</sup>, Л. И. Виноградов<sup>a</sup>, В. З. Гольдберг<sup>c</sup>,  
Т. В. Коровицкая<sup>a</sup>, Т. Лоннрот<sup>b</sup>, Н. А. Мальцев<sup>a</sup>, М. Муттерер<sup>d</sup>, Б. Г. Новацкий<sup>e</sup>, М. Норрби<sup>b</sup>, И. М. К. Слотте<sup>b</sup>,  
Ю. Г. Соболев<sup>f</sup>, В. Х. Тшаска<sup>g</sup>, Г. П. Тюрин<sup>h</sup>, С. В. Хлебников<sup>h</sup>

<sup>a</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург, Россия

<sup>b</sup> Физический факультет, Åbo академия, FIN-20500 Турку, Финляндия

<sup>c</sup> Циклотронный институт, Техасский A&M университет, TX 77843-3366, США

<sup>d</sup> Институт ядерной физики, Технический университет, 64289 Дармштадт, Германия

<sup>e</sup> Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

<sup>f</sup> Флеровская лаборатория ядерных реакций, ОИЯР, 141980 Дубна, Россия

<sup>g</sup> Физический факультет, Р.О. Вох (YEL), FI40014 Университет Ювяскуля, Финляндия

<sup>h</sup> Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, 194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 4 мая 2011 г.

В работе исследовались высокоспиновые состояния ядра  $^{22}\text{Ne}$  в области энергий возбуждения 15–30 МэВ. Для определения значений спинов возбужденных состояний применялся метод угловых корреляций. Был обнаружен ряд новых состояний с высоким угловым моментом: 20.0 МэВ ( $9^-$ ), 20.7 МэВ ( $11^-$ ), 21.6 МэВ ( $9^-$ ), 22.2 МэВ ( $12^+$ ), 25.0 МэВ ( $9^-$ ), интенсивно заселяемых в реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha_1)^{22}\text{Ne}^* \rightarrow \alpha_2 + ^{18}\text{O}$  и отвечающих вращательным полосам различной структуры.

На сегодняшний день кластерная структура наиболее полно изучена для легких самоспряженных ядер и в значительно меньшей степени – для  $N \neq Z$  и нестабильных ядер. Вместе с тем получение информации о кластерных степенях свободы в ядре с избытком нейтронов важно для понимания структуры гало-ядер и может быть полезно при изучении конденсации Бозе–Эйнштейна в ядрах. Недавно было высказано предположение, что в этом случае возможна дополнительная стабилизация конденсата [1].

Целью настоящей работы является исследование высоколежащих высокоспиновых состояний ядра  $^{22}\text{Ne}$  и их возможная классификация по принадлежности к различным вращательным полосам. В настоящее время существует обширный материал по исследованию состояний ядра  $^{20}\text{Ne}$ , где обнаружено более семи полос различной структуры [2]. В то же время данных по ядру  $^{22}\text{Ne}$  сравнительно мало. Большая их часть относится к изучению низколежащих уровней и  $\gamma$ -спектроскопии [3]. Вместе с тем теории предсказывают для этого ядра не менее интересные свойства, особенно касающиеся высокоспиновых состояний вращательных полос для квазимолекулярных конфигураций [4]. В частности, следует отме-

тить обнаружение дублета отрицательной четности при изучении рассеяния  $\alpha$ -частиц на  $^{18}\text{O}$  [5].

Из существующих экспериментальных данных видно, что наиболее эффективно заселение высокоспиновых состояний в ядре  $^{20}\text{Ne}$ , обладающих, кроме того,  $\alpha$ -кластерной структурой, осуществляется в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$  [6]. Данная реакция позволила обнаружить и исследовать значительное число высокоспиновых уровней, принадлежащих вращательным полосам с различной структурой. Для определения значений угловых моментов состояний, заселяемых в такой реакции, удобно использовать метод угловых корреляций, когда первичная  $\alpha$ -частица регистрируется под малым углом. В этом случае угловое распределение вторичных  $\alpha$ -частиц от распада возбужденных состояний неона будет описываться формулой [6]

$$W(\theta) \sim \frac{2J+1}{4\pi} |P_J(\cos\theta)|^2, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол регистрации второй  $\alpha$ -частицы, а  $J$  – угловой момент ядра неона.

В работе [7] было показано, что в случае неупругого рассеяния ядер  $^{14}\text{C}$  на ядрах  $^{12}\text{C}$  наблюдаются резонансы с высоким угловым моментом, аналогичные квазимолекулярным состояниям, возникающим при рассеянии тяжелых ионов [8]. Также в этом слу-

<sup>1)</sup> e-mail: torilov@nuclpc1.phys.spbu.ru

чае отмечался значительный выход  $\alpha$ -частиц. Для охвата слабо исследованной области возбуждений ядра  $^{22}\text{Ne}$  в эксперименте была выбрана энергия пучка, соответствующая резонансу  $18^+$  в системе  $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ .

Для исследования высокоспиновых состояний в ядре  $^{22}\text{Ne}$  была выбрана реакция  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha_1)^{22}\text{Ne}^* \rightarrow \alpha_2 + ^{18}\text{O}$ . Тестовый эксперимент для отработки методики, проверки детекторов и электронной аппаратуры был выполнен на циклотроне У-120 Санкт-Петербургского государственного университета с использованием пучка альфа-частиц 27 МэВ. Основной эксперимент проводился на изохронном циклотроне Университета Ювяскюля (Финляндия). Пучок  $^{12}\text{C}$  с энергией 44 МэВ направлялся на мишень  $^{14}\text{C}$  (толщина 280 мкг/см<sup>2</sup>, обогащение 80%).

Система детекторов для регистрации продуктов реакции находилась в камере рассеяния диаметром 1.5 м. Первичные  $\alpha$ -частицы регистрировались двумя кремниевыми детекторами толщиной 380 мкм, расположенными под углами  $\pm 3^\circ$  к оси пучка перед цилиндром Фарадея. Для защиты от упруго рассеянных ядер  $^{12}\text{C}$  детекторы были закрыты платиновой фольгой толщиной 15 мкм, что позволяло регистрировать ядра до лития включительно. Порог регистрации  $\alpha$ -частиц составлял порядка 10 МэВ. Для отбора событий, соответствующих регистрации  $\alpha$ -частиц, применялся метод анализа по форме импульса [9].

Регистрация  $\alpha$ -частиц от распада возбужденных состояний  $^{22}\text{Ne}$  производилась двумя позиционно-чувствительными газовыми  $\Delta E$ - $E$ -телескопами, охватывающими угловой диапазон от  $34^\circ$  до  $50^\circ$  и от  $58^\circ$  до  $75^\circ$  (в лабораторной системе), защищенными алюминиевой фольгой толщиной 15 и 11 мкм соответственно. Газовая часть детектора имела чувствительную площадь 18 см<sup>2</sup> и представляла собой пропорциональный счетчик для получения  $\Delta E$ -сигнала и позиционной информации. Каждый телескоп содержал 10 кремниевых детекторов толщиной 380 мкм в качестве  $E$ -части телескопа. Точность получения информации об угле регистрации частицы составляла  $\pm 0.5^\circ$ .

На рис. 1 показаны спектры совпадений для случая распада на три первых возбужденных состояния  $^{18}\text{O}$ . В согласии с работами [7, 10] ядро  $^{22}\text{Ne}$  при данном интервале энергий возбуждения распадается с большей вероятностью на состояние  $4^+$  (3.55 МэВ) и крайне незначительно на  $2^+$  (1.98 МэВ). Энергии уровней определялись с погрешностью  $\pm 100$  кэВ. Для выделения необходимого канала реакции применялась схема совпадений.

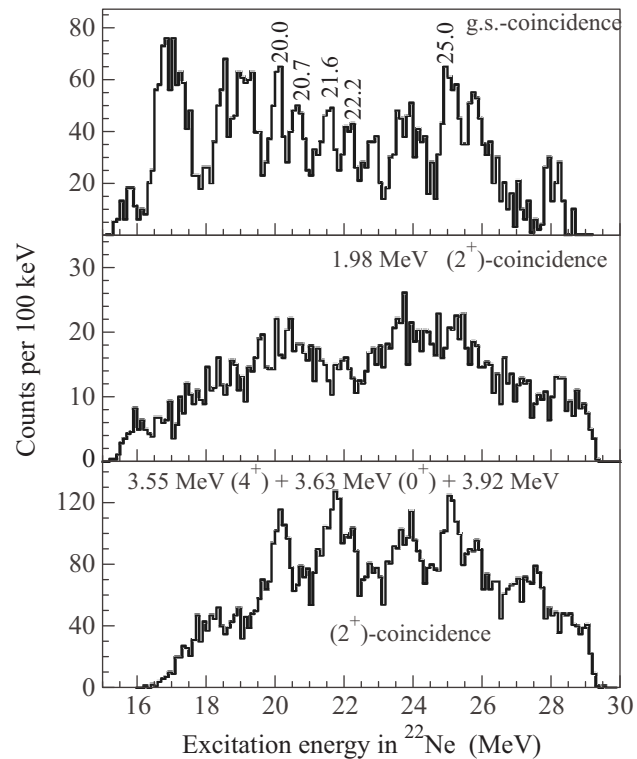


Рис. 1. Спектр совпадений для реакции  $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{22}\text{Ne}^* \rightarrow \alpha + ^{18}\text{O}$  при заселении низколежащих состояний  $^{18}\text{O}$

Следует отметить значительный выход под малыми углами ядер  $^6\text{He}$ , в то время как в работе [10] указывалось на их отсутствие для реакции  $^{14}\text{C} + ^{18}\text{O}$ . Это позволило хорошо выделить вращательную полосу  $K = 0_1^+$  в ядре  $^{20}\text{Ne}$ . Вследствие небольшой величины  $Q$ -реакции для случая вылета  $\alpha$ -частицы спектр был слабо загрязнен прочими продуктами распада.

В эксперименте была исследована область возбуждений от 15 до 30 МэВ. На рис. 2 показаны корреляционные графики для пяти обнаруженных в данной работе уровней. Подгонка по экспериментальным точкам осуществлялась функцией  $|P_J|^2 + \text{const}$ , что, как видно, дает возможность однозначно приписать значения угловых моментов рассмотренным состояниям. Присутствующий фон невелик и имеет нерезонансную структуру.

Многочисленные эксперименты с пучком  $^{12}\text{C}$  и различными мишенями [6, 11] в случае, когда регистрировался вылет  $\alpha$ -частицы, показывают, что возбуждаются состояния, принадлежащие разным типам, но более интенсивно – имеющие структуру  $\alpha$ +кор и  $2\alpha$ +кор. Сравнение имеющихся теоретических и экспериментальных данных о структуре вращательных полос в ядре  $^{22}\text{Ne}$  с полученными ре-

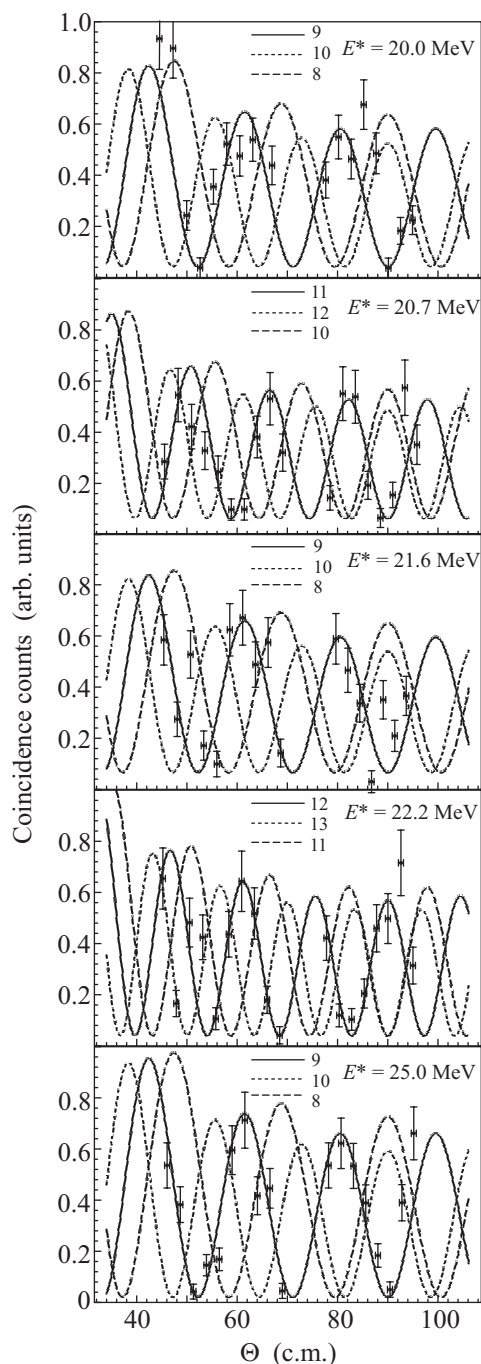


Рис. 2. Угловые корреляции для  $\alpha$ -распада ядра  $^{22}\text{Ne}$  в основном состоянии  $^{18}\text{O}$

зультатами позволяет приписать найденные уровни вращательным полосам различной структуры. Ниже приведен список уровней ядра  $^{22}\text{Ne}$ , найденных в данной работе.

**Уровень 20.0 МэВ, ( $9^-$ ).** В реакции  $^{14}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O}+\alpha)$  наблюдались уровни с близкими по значению энергиями 19.9 МэВ [10] и 19.89 МэВ [12]. В последнем случае спин предположительно был опреде-

лен как  $10^+$ . Как следует из спектров, полученных в работе [7] при заселении состояния  $4^+$  (3.55 МэВ) в  $^{18}\text{O}$ , в данной области энергий присутствует несколько близко расположенных уровней с сильной зависимостью вероятности заселения от энергии пучка. Наиболее интенсивно уровень с энергией несколько ниже 20 МэВ проявляется при энергии пучка  $E_{\text{с.м.}} = 20.75$  МэВ, в то время как при больших энергиях наблюдается пик с энергией 20 МэВ.

**Уровень 20.7 МэВ ( $11^-$ ).** В работе [5] были получены данные о наличии фрагментированной вращательной полосы отрицательной четности при исследовании упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц в обратной геометрии. Были обнаружены дублеты с угловыми моментами  $1^-, 3^-, 7^-, 9^-$  и предсказано существование состояния со спином  $11^-$ . С другой стороны, в работе [13] на основании использования микроскопической кластерной модели предсказывается обрыв данной полосы при угловом моменте  $7^-$ .

**Уровень 21.6 МэВ ( $9^-$ ).** В данной области энергий уровень  $9^-$  наблюдался в работе [12] (энергия возбуждения 21.96 МэВ) и в работе [5] (энергия возбуждения 21.84 МэВ). Предположительно он принадлежит фрагментированной квазимолекулярной вращательной полосе.

**Уровень 22.2 МэВ ( $12^+$ ).** Этот уровень, обладая значительным спином, может принадлежать только ираст-линии. Для случая  $sd$ -региона максимальный спин при заселении  $\alpha$ -частицей следующей оболочки составляет  $8^+$  для  $^{20}\text{Ne}$  и  $10^+$  для  $^{22}\text{Ne}$ . Однако в работах [14] и [15] было показано, что на потенциальной поверхности для ядер неона существуют минимумы, отвечающие и более высоким угловым моментам. Как показано в работе [14], вращательная полоса, отвечающая ираст-линии в  $^{22}\text{Ne}$ , испытывает бэкбэндинг уже при значении спина  $10^+$ .

**Уровень 25.0 МэВ ( $9^-$ ).** В данной области энергий следует ожидать появления состояний, отвечающих структуре  $2\alpha$ -частицы,  $(^8\text{Be}) + ^{14}\text{C}$ . Тогда найденное состояние хорошо отвечает случаю, когда уровень  $0^+$  образуется вблизи порога распада системы. Кроме того, уровень 25.0 МэВ ( $9^-$ ) лежит в области, где, согласно работе [16], наблюдаются состояния с высокой интенсивностью распада  $^{22}\text{Ne}$  на  $^{14}\text{C} + ^8\text{Be}$ . В работе [16] были указаны два таких состояния: 24.14 МэВ и 26.89 МэВ. Их спины были оценены как  $6^+$  и  $8^+$  или  $8^+$  и  $10^+$  в предположении о приближенном равенстве энергий возбуждения для полос одинаковой структуры  $^{22}\text{Ne}$  и  $^{20}\text{Ne}$  с поправкой на величину  $Q$ -реакции.

На рис. 3 показаны существующие в ядре  $^{22}\text{Ne}$  вращательные полосы вместе с результатами, полученными в данной работе. Согласно систематике,

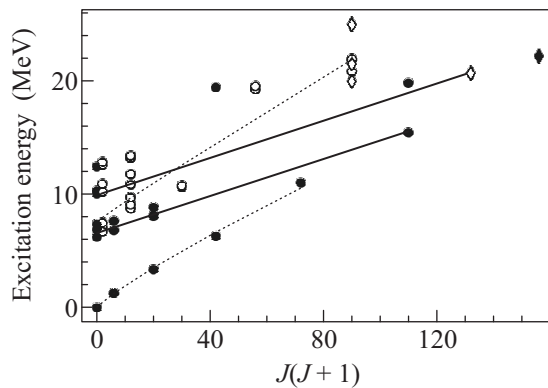


Рис. 3. Уровни ядра  $^{22}\text{Ne}$ . Показаны состояния с положительной (сплошные символы) и отрицательной (открытые символы) четностью. Кружки – состояния, взятые из [2–5, 22]. Ромбы – состояния, обнаруженные в настоящей работе. Полосы, предсказанные на основе потенциальной модели показаны штриховыми линиями. Полосы, отвечающие состояниям с большим моментом инерции, сплошными линиями

приведенной в работе [4], здесь следует ожидать наличия двух типов полос:  $\alpha$ -частица +  $^{16}\text{O}$  с двумя ковалентными нейтронами (низколежащая полоса отрицательной четности) и  $\alpha$ -частица +  $^{18}\text{O}$  (высоколежащая полоса отрицательной четности).

В работах [17, 18] было показано, что в ядрах  $^{18}\text{O}$  и  $^{20}\text{O}$  существует несколько квазимолекулярных полос, в частности, низколежащие дублеты, обладающие моментом инерции, близким к значению для системы  $\alpha$ -частица + кор. Аналогичные дублеты хорошо известны для ядер  $^{16}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$  [19]. Применяя простую кластерную модель, предложенную в работе [20], можно описать положение уровней вращательной полосы как связанные состояния или резонансы в заданном потенциале. В этом случае кластер ( $\alpha$ -частица) и кор рассматриваются как бесструктурные элементы, которые могут быть описаны волновой функцией, характеризующейся числом узлов  $N$  и угловым моментом  $L$ . Данные числа связаны с одночастичными квантовыми числами  $n_j$  и  $l_j$  нуклонов в ядре следующим образом:

$$2N + L = \sum_{j=1}^{n_c} (2n_j + l_j), \quad (2)$$

где  $n_c$  – количество нуклонов в кластере. Для описания вращательных уровней в ядрах кислорода и неона необходимо расположить нуклоны кластера в  $sd$ -оболочке или выше, т.е.  $2N + L \geq 8$ . В работе [21] для описания низколежащих полос положительной и отрицательной четности в ядрах  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{44}\text{Ti}$  был применен потенциал вида

$$V(r) = -V_0 \left( \frac{\alpha}{1 + \exp[(r - R_v)/a_v]} + \frac{1 - \alpha}{\{1 + \exp[(r - R_v)/3a_v]\}^3} \right), \quad (3)$$

где параметры выбирались равными

$$V_0 = 250 \text{ МэВ}, a_v = 0.73 \text{ фм}, \alpha = 0.3. \quad (4)$$

В случае ядра  $^{20}\text{Ne}$  значение радиуса выбиралось  $R_v = 3.06$  фм, что обеспечивало правильное значение расщепления между положительной и отрицательной полосами. Можно показать, что потенциал (3) будет также правильно описывать момент инерции и расщепление в ядрах  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$  и  $^{20}\text{O}$  при выборе значения  $R_v$  2.9, 2.93 и 3.12 фм соответственно. Для описания дублета в ядре  $^{22}\text{Ne}$  было выбрано значение радиуса  $R_v = 3.2$  фм. При этом начало полосы отрицательной четности хорошо соответствует уровням полосы, обнаруженной в работе [22]. Последним допустимым в данной конфигурации уровнем этой полосы является состояние со спином  $9^-$ . Как видно из рис. 3, обнаруженный в настоящей работе уровень  $9^-$  с энергией возбуждения 20.0 МэВ хорошо совпадает с теоретическим предсказанием.

Кроме рассмотренных выше полос, в ядрах  $^{18}\text{O}$ ,  $^{20}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$  наблюдаются полосы, обладающие большим моментом инерции и, возможно, обладающие структурой  $2\alpha$  + кор. Параметр момента инерции  $\hbar^2/2\theta$  таких полос для ядер  $^{18}\text{O}$ ,  $^{20}\text{O}$  составляет около 0.114 и 0.089 МэВ соответственно [17, 18], а для ядра  $^{20}\text{Ne}$  – 0.084 МэВ [23]. Таким образом, уровень  $11^-$ , обнаруженный в данной работе, может принадлежать дублету, одним из составляющих которого является принадлежащий ираст-линии уровень  $10^+$  с энергией 15.46 МэВ. Предполагаемые полосы, обладающие таким значительным моментом инерции, показаны на рис. 3 сплошными линиями. В этом случае наклон полос выбирался исходя из момента инерции для ядер кислорода и неона в предположении, что коэффициент пропорциональности составляет  $A^{-5/3}$ . Также требовалось совпадение с наблюдаемыми уровнями  $10^+$  и  $11^-$ . Как видно из рис. 3, существует значительное число низкоспиновых состояний, которые могут принадлежать данным полосам.

Теоретический анализ свойств вращательных полос в ядрах  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{22}\text{Ne}$  предсказывает их схожее поведение, в частности положение бэжбэндинга для ираст-линии [14]. Исходя из простейшей оболочечной модели полосы  $K = 0_1^+$  должны обрываться на значениях  $8^+$  для  $^{20}\text{Ne}$  и  $10^+$  для  $^{22}\text{Ne}$ . Это нашло хорошее экспериментальное подтверждение, хотя при иденти-

фикации  $10^+$  для  $^{22}\text{Ne}$  возникли определенные трудности [14]. В то же время для высоколежащих полос в  $^{20}\text{Ne}$  состояние  $10^+$  допустимо и предсказывается теоретически. Уровни с таким спином обнаружены [24] при энергии возбуждения порядка 27 МэВ, что позволяет ожидать наличия уровня  $12^+$  в ядре  $^{22}\text{Ne}$ . Как показано в работе [15], в отличие от ядра  $^{20}\text{Ne}$  в  $^{22}\text{Ne}$  ираст-линия сохраняет свою линейность в координатах  $J(J+1)$ . Поэтому состояние  $12^+$  должно наблюдаться при энергии возбуждения порядка 24.5 МэВ, что находится в хорошем соответствии с полученными в данной работе результатами. С учетом сдвига величины углового момента на две единицы за счет двух добавочных нейтронов момент инерции рассмотренных изотопов неона ведет себя схожим образом, хотя в случае  $^{22}\text{Ne}$  амплитуда его изменения меньше, что указывает на большую жесткость ядра.

Полученные в работе результаты показывают, что в ядре  $^{22}\text{Ne}$  присутствуют высокоспиновые уровни, обладающие  $\alpha$ -кластерной природой. Несмотря на невысокое сечение реакции, удалось определить спины пяти не наблюдавшихся ранее состояний. Найденные уровни систематизированы по принадлежности к вращательным полосам с различной структурой.

Работа была выполнена на средства федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы, контракт # П 793, а также при финансовой поддержке Финской академии наук по программе 2006–2011. Торилов С.Ю. и Жеребчевский В.И. благодарят фонд Magnus Ehrnrooth за финансовую поддержку.

1. P. Schuck, H. Horiuchi, G. Röpke, and A. Tohsaki, *Comptes Rendus Physique* **4**, 537 (2003).
2. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. H. Kelley et al., *Nuclear Physics A* **636**, 249 (1998).
3. K. L. Keyes, A. Papenberg, R. Chapman et al., *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* **31**, S1903 (2005).
4. M. Kimura, *Phys. Rev. C* **75**, 034312 (2007).

5. G. V. Rogachev, V. Z. Goldberg, T. Lonnroth et al., *Phys. Rev. C* **64**, 051302 (2001).
6. A. D. Panagiotou, H. E. Gove, and S. Harar, *Phys. Rev. C* **5**, 1995 (1972).
7. R. M. Freeman, Z. Basrak, F. Haas et al., *Phys. Rev. C* **46**, 589 (1992).
8. U. Abbondanno and N. Cindro, *Int. J. Mod. Phys. E* **2**, 1 (1993).
9. M. Mutterer, W. H. Trzaska, Yu. N. Kopatchet et al., *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **608**, 275 (2009).
10. N. Curtis, D. D. Caussyn, C. Chandler et al., *Phys. Rev. C* **66**, 024315 (2002).
11. R. J. Ledoux, C. E. Ordonez, M. J. Bechara et al., *Phys. Rev. C* **30**, 866 (1984).
12. S. Yildiz, M. Freer, N. Soic et al., *Phys. Rev. C* **73**, 034601 (2006).
13. M. Dufour, P. Descouvemont, *Nuclear Physics A* **726**, 53 (2003).
14. E. M. Szanto, A. Szanto de Toledo, H. V. Klapdoret et al., *Phys. Rev. Lett.* **42**, 622 (1979).
15. I. Ragnarsson, S. Åberg, and R. K. Sheline, *Phys. Scr.* **24**, 215 (1981).
16. M. Freer, S. Ahmed, N. I. Ashwood et al., *J. Phys. (London) G* **32**, 2235 (2006).
17. W. von Oertzen, T. Dorsch, H. G. Bohlen et al., *Eur. Phys. J. A* **43**, 17 (2010).
18. W. von Oertzen, T. Dorsch, H. G. Bohlen et al., *AIP Conference Proceedings Vol.* **1165**, 19 (2009).
19. T. Yamaya, K. Katori, M. Fujiwara et al., *Progr. Theor. Phys. Suppl.* **132**, 73 (1998).
20. B. Buck, C. B. Dover, and J. P. Vary, *Phys. Rev. C* **11**, 1803 (1975).
21. B. Buck, J. C. Johnston, A. C. Merchant et al., *Phys. Rev. C* **52**, 1840 (1995).
22. C. Broude, W. G. Davies, J. S. Forster et al., *Phys. Rev. C* **13**, 953 (1976).
23. M. M. Hindi, J. H. Thomas, D. C. Radford et al., *Phys. Rev. C* **27**, 2902 (1983).
24. R. R. Betts, *Invited Paper Presented at CLUSTER 94 – Clusters in Nuclear Structure and Dynamics (Strasbourg, France, Sept. 6–9, 1994)*.