

## Образование сверхтяжелого изотопа водорода ${}^6\text{H}$ в реакциях поглощения остановившихся $\pi^-$ -мезонов ядрами

Ю. Б. Гуров<sup>1)</sup>, Д. В. Алешкин, С. В. Лапушкин, П. В. Морохов, А. В. Панин, В. А. Печкуров, Н. О. Порошин, В. Г. Сандуковский\*, М. В. Телькушев, Б. А. Чернышев

Московский инженерно-физический институт, 115409 Москва, Россия

\*Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 17 июля 2003 г.

Экспериментальный поиск сверхтяжелого изотопа водорода  ${}^6\text{H}$  проводился в реакции поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{11}\text{B}$ . В трех каналах реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)X$ ,  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, d^3\text{He})X$  и  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})X$  обнаружена структура в спектрах недостающих масс, обусловленная резонансными состояниями  ${}^6\text{H}$ . Параметры наиболее низколежащего состояния  $E_r = 6.6 \pm 0.7$  МэВ,  $\Gamma = 5.5 \pm 2.0$  МэВ ( $E_r$  – резонансная энергия относительно развала на тритон и три нейтрона) указывают на то, что  ${}^6\text{H}$  является менее связанной системой по сравнению с  ${}^4\text{H}$  и  ${}^5\text{H}$ . Наблюдались три возбужденных состояния  ${}^6\text{H}$ , при этом резонансные уровни ( $E_{1r} = 10.7 \pm 0.7$  МэВ,  $\Gamma_{1r} = 4 \pm 2$  МэВ,  $E_{2r} = 15.3 \pm 0.7$  МэВ,  $\Gamma_{2r} = 3 \pm 2$  МэВ и  $E_{3r} = 21.3 \pm 0.4$  МэВ,  $\Gamma_{3r} = 3.5 \pm 1.0$  МэВ) энергетически могут распадаться на шесть свободных нуклонов.

PACS: 21.10.–k

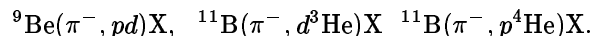
Спектроскопия сверхтяжелых изотопов водорода  ${}^n\text{H}$  ( $n \geq 4$ ) находится в фокусе исследований легких ядер вблизи границы нуклонной стабильности. В сильной степени это обусловлено ожиданием обнаружить нуклонно-стабильные изотопы с большим числом нейтронов, поскольку отсутствуют теоретические запреты на существование таких ядер. При этом следует отметить, что вопрос о применимости существующих теоретических моделей к описанию изотопов, более тяжелых, чем  ${}^5\text{H}$ , остается открытым, так как такие ядерные состояния трудно свести к трехчастичной системе. Экспериментальная информация об изотопах водорода, более тяжелых, чем  ${}^4\text{H}$ , достаточно бедна и противоречива. Так, например, недавно полученные результаты по основному состоянию изотопа  ${}^5\text{H}$  [1–4] не согласуются между собой, и вопрос о причинах расхождения остается открытым [3]. В такой ситуации неясна возможность распространения на сверхтяжелые изотопы водорода феноменологических закономерностей, полученных при исследовании ядер  $2p$ -оболочки на границе нуклонной стабильности [5].

До настоящего времени указания на существование изотопа  ${}^6\text{H}$  были получены только в реакциях на тяжелых ионах [6]. В реакции  ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^8\text{B})X$  при энергии  $E({}^7\text{Li}) = 82$  МэВ наблюдалось резонансное состояние  ${}^6\text{H}$  с  $E_r = 2.7 \pm 0.4$  МэВ,  $\Gamma = 1.8 \pm 0.5$  МэВ ( $E_r$  – резонансная энергия относительно развала на тритон

и три нейтрона) [7]. В реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{14}\text{O})X$  при энергии  $E({}^{11}\text{B}) = 88$  МэВ наблюдалось резонансное состояние  ${}^6\text{H}$  с  $E_r = 2.6 \pm 0.5$  МэВ,  $\Gamma = 1.3 \pm 0.5$  МэВ [8]. Приведенные выше значения параметров согласуются между собой, но в обеих работах статистическая обеспеченность результатов была весьма низкой. Не был обнаружен  ${}^6\text{H}$  в реакции двойной перезарядки  ${}^6\text{Li}(\pi^-, \pi^+)X$  при  $E_{\pi^-} = 220$  МэВ [9]. В наших ранних работах также не было получено указаний на образование  ${}^6\text{H}$  в двух каналах реакции:  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)X$  [10] и  ${}^7\text{Li}(\pi^-, p)X$  [11]. Однако статистическая обеспеченность и энергетическое разрешение в этих измерениях были недостаточными для получения надежных результатов по спектроскопии  ${}^6\text{H}$ .

Вряд ли можно считать обоснованным применение оболочечных моделей для описания  ${}^6\text{H}$ . Тем не менее можно отметить, что предсказано существование состояний с  $E_r = 1.78, 2.8$  и  $4.79$  МэВ [12]. Расчеты, выполненные методом угловых потенциальных функций, дали для основного состояния  ${}^6\text{H}$  значение  $E_r = 6.3$  МэВ [13].

В настоящей работе поиск изотопа  ${}^6\text{H}$  проводился в спектрах недостающих масс в следующих каналах реакций поглощения остановившихся  $\pi^-$ -мезонов ядрами:



Эксперимент был выполнен на пучке пионов низких энергий Лос-Аламосской мезонной фабрики с помощью многослойного полупроводникового спектро-

<sup>1)</sup>e-mail: Gurov@axpk40.mephi.ru

метра [13]. Вторичные заряженные частицы, образующиеся в результате поглощения пионов ядрами, регистрировались двумя кремниевыми телескопами, расположенными под углом  $180^\circ$  относительно друг друга. Каждый телескоп обеспечивал идентификацию и измерение энергии заряженных частиц вплоть до кинематических границ реакции. Энергетическое разрешение для однозарядных частиц ( $p, d, t$ ) и ионов гелия ( ${}^3, {}^4\text{He}$ ) составляло, соответственно, 0.5 и 1.0 МэВ.

Для определения энергетического разрешения по недостающим массам (ММ) в корреляционных измерениях использовались реакции:  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, pd){}^8\text{He}$  [14],  ${}^{12}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He}){}^7\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He}){}^7\text{He}$  (измерения на мишени  ${}^{12}\text{C}$  проводились в том же экспериментальном сеансе). Основные состояния и ширины образующихся изотопов гелия надежно определены [6, 15]. Анализ результатов показал, что энергетическое разрешение по ММ для событий с  $pd$ -,  $p^4\text{He}$ - и  $d^3\text{He}$ -парами составляет, соответственно, 1.0, 2.5 и 2.0 МэВ. Ухудшение разрешения для событий с ионами  ${}^3, {}^4\text{He}$  вызвано увеличением их ионизационных потерь энергии в мишени, по сравнению с  $p$  и  $d$ . Ошибка в абсолютной привязке энергетической шкалы  $\leq 0.1$  МэВ. Параметры пика  ${}^8\text{He}$  использовались также для контроля временной стабильности характеристик спектрометра при работе с мишенью  ${}^{11}\text{B}$ . С этой же целью на мишени  ${}^9\text{Be}$  использовались корреляционные измерения  $tt$ -пар [3].

Количественное определение возможных примесей в мишенях выполнялось с помощью выделения пиков, соответствующих известным двухчастичным реакциям на ядрах примеси. Для мишени  ${}^{11}\text{B}$  основной примесью является  ${}^{12}\text{C}$  (8%). Вклад остальных (неконтролируемых) примесей в мишенях  ${}^{11}\text{B}$  и  ${}^9\text{Be}$  не превышал 1%.

Более подробно спектрометр и экспериментальная методика описаны в наших работах [14, 16].

На рис. 1а представлен спектр недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$ . За начало отсчета принята сумма масс тритона и трех нейтронов. Прежде всего отметим отсутствие в области отрицательных значений ММ указаний на существование связанных состояний  ${}^6\text{H}$ . Слабый фон в этой области обусловлен случайными совпадениями в корреляционных измерениях. В то же время в области  $\text{ММ} > 0$  в спектре наблюдаются структуры, которые могут быть обусловлены образованием резонансных состояний. Для выделения этих состояний  ${}^6\text{H}$  и определения их параметров мы использовали метод наименьших квадратов при описании экспериментальных спектров суммой  $n$ -частичных распределений по фазовому объему

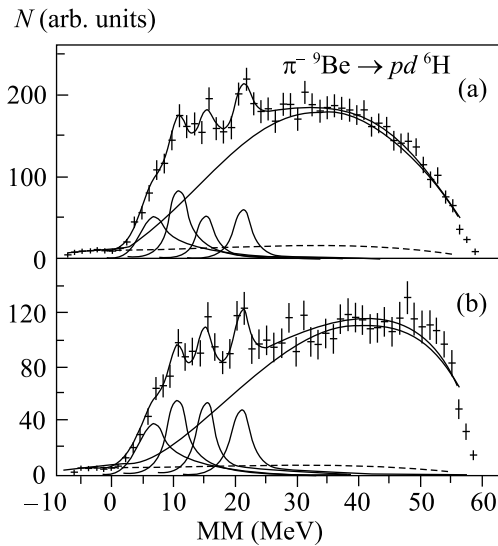


Рис. 1. Спектры недостающих масс для реакции  ${}^9\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$ : (а) – измеренный спектр; (б) – измеренный спектр, полученный при ограничении на импульс нерегистрируемого остатка  $P_R \leq 100$  МэВ/с. Сплошная линия – полное описание и распределения по Брейт-Вигнеру, 1 – суммарное распределение по фазовому объему, 2 – фон случайных совпадений

(учитывались все возможные конечные состояния с  $n \geq 4$ , в том числе и каналы реакции с образованием  ${}^2n$ ,  ${}^4\text{H}$  и  ${}^5\text{H}$ ) и брейт-вигнеровских распределений. При этом в расчетах учитывались угловое и энергетическое разрешения спектрометра, а также фон случайных совпадений.

Как видно на рис. 1а, распределения по фазовым объемам не могут воспроизвести наблюдаемую структуру при  $\text{ММ} < 25$  МэВ. Заметим, что при этом основной вклад в суммарное распределение вносит 5-частичный фазовый объем с динеитроном в конечном состоянии ( $d + p + {}^2n + t + n$ ). Удовлетворительное описание (значение  $\chi^2$  на степень свободы – 0.95) экспериментального спектра достигается только при введении четырех резонансных состояний  ${}^6\text{H}$ , с параметрами, представленными в таблице. Величины  $\Gamma$  представляют собой полные ширины на половине максимумов пиков, представленных на рисунках. Приведенные в таблице ошибки параметров связаны как со статистическими, так и систематическими погрешностями измерений.

Использование для описания спектра недостающих масс только распределений по фазовому объему и Брейт-Вигнера оставляет открытым вопрос о необходимости учета взаимодействия в конечном состоянии (ВКС), роль которого заметна в реакции поглощения  $\pi^-$ -мезонов легкими ядрами [17]. ВКС

Значения резонансных параметров изотопа  ${}^6\text{H}$ 

Канал реакции			
${}^9\text{Be}(\pi^-, pd){}^6\text{H}$		${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He}){}^6\text{H}$	
$E_r$ (МэВ)	$\Gamma$ (МэВ)	$E_r$ (МэВ)	$\Gamma$ (МэВ)
$6.6 \pm 0.7$	$5.5 \pm 2.0$	$7.3 \pm 1.0$	$5.8 \pm 2.0$
$10.7 \pm 0.7$	$4 \pm 2$	—	—
$15.3 \pm 0.7$	$3 \pm 2$	$14.5 \pm 1.0$	$5.5 \pm 2.0$
$21.3 \pm 0.4$	$3.5 \pm 1.0$	$22.0 \pm 1.0$	$5.5 \pm 2.0$

между частицами ядерного остатка было учтено нами с помощью включения в описание каналов реакции с образованием  ${}^2n$ ,  ${}^4\text{H}$  и  ${}^5\text{H}$ . Однако неясен вклад в наблюдаемый спектр каналов реакции с ВКС между одной из регистрируемых частиц и нейтроном:  $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow p + (dn)_{FSI} + R$  и  $\pi^- + {}^9\text{Be} \rightarrow (pn)_{FSI} + d + R$ , где возникают корреляции скоростей частиц в несвязанных состояниях “квазитритона”  $(dn)_{FSI}$  и “квазидейтрона”  $(pn)_{FSI}$ . Тем не менее, можно предложить метод, позволяющий в сильной степени подавить вклад этих каналов в важном случае квазисвободного поглощения пионов.

Квазисвободные процессы, в которых нуклоны остаточного ядра не принимают непосредственного участия в реакции, вносят существенный вклад в реакцию поглощения пионов легкими ядрами [17]. В этих процессах импульс остаточного ядра  $p_R$  определяется внутриядерным ферми-движением. Тогда, например, для реакции с “квазитритоном” имеем:

$$p(dn)_{FSI} \approx p_p \text{ и } T(dn)_{FSI} + T_p = Q,$$

где  $Q$  – суммарная кинетическая энергия частиц, образующихся при поглощении пиона;  $p$  и  $T$  – соответственно импульс и кинетическая энергия частиц.

Предполагая, что скорости нейтрона и дейтрона в “квазитритоне” одинаковы, можно оценить импульс нейтрона (в нерелятивистском приближении):

$$p_n = \frac{m_n}{m_n + m_d} \sqrt{2 \frac{m_p(m_n + m_d)}{m_p + m_n + m_d} Q} \approx 120 \text{ МэВ/с.}$$

Заметим, что импульс нейтрона в канале реакции с “квазидейтроном” значительно выше ( $p_n \approx 200$  МэВ/с).

В нашем эксперименте энергия таких нейтронов не регистрируется, поэтому при анализе экспериментальных данных импульс  $p_n(p_n)$  будет отнесен к ядерному остатку. Вводя ограничение на импульс остаточного ядра, можно существенно подавить вклад каналов реакции с ВКС.

На рис.1b показан спектр недостающих масс с ограничением на величину  $p_R < 100$  МэВ/с. Так как эта величина заведомо не превосходит ожидаемого значения для ферми-импульса внутриядерного кластера, ограничение также позволило увеличить относительный вклад квазисвободного поглощения в наблюдаемом спектре. Описание спектра со значениями параметров распределений Брейт-Вигнера, приведенными в таблице, привело к значению  $\chi^2$  на степень свободы 1.01, что подтверждает гипотезу о существовании четырех резонансных состояний изотопа  ${}^6\text{H}$ .

В измерениях на мишени  ${}^{11}\text{B}$  образование  ${}^6\text{H}$  может наблюдаться в спектрах недостающих масс в двух каналах реакции  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})X$  (рис.2) и

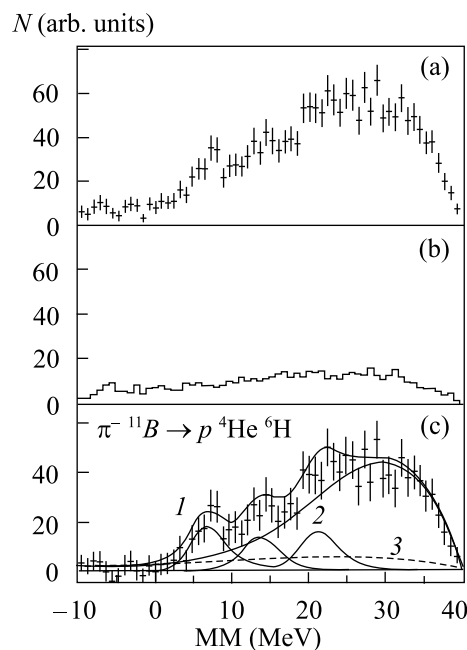


Рис.2. Спектры недостающих масс для реакции  ${}^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})X$ : (a) – измеренный спектр на мишени  ${}^{11}\text{B}$ ; (b) – измеренный спектр для реакции  ${}^{12}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$ , нормированный на количество примеси  ${}^{12}\text{C}$  в мишени  ${}^{11}\text{B}$ ; (c) – спектр, полученный после вычитания вклада примеси. Сплошная линия – распределение по Брейт-Вигнеру; 1 – полное описание; 2 – суммарное распределение по фазовому объему; 3 – фон случайных совпадений

${}^{11}\text{B}(\pi^-, d^3\text{He})X$  (рис.3). Мишень  ${}^{11}\text{B}$  содержит примесь  ${}^{12}\text{C}$ , поэтому из измеренных спектров (рис.2a и 3a) был вычтен соответствующий вклад от реакций  ${}^{12}\text{C}(\pi^-, p^4\text{He})X$  и  ${}^{12}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})X$ . Вклад этих спектров (рис.2b и 3b) был определен нормировкой спектров, измеренных на мишени  ${}^{12}\text{C}$  в этом же экспериментальном сеансе на относительную долю приме-

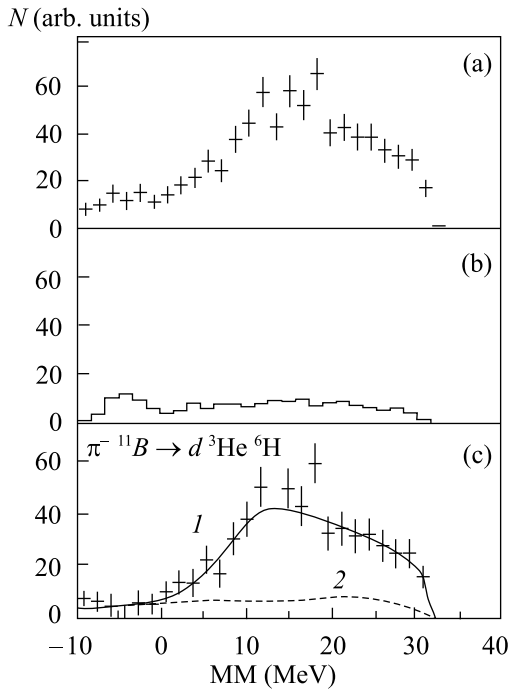


Рис.3. Спектры недостающих масс для реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$ : (a) – измеренный спектр на мишени  $^{11}\text{B}$ ; (b) – измеренный спектр для реакции  $^{12}\text{C}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$ , нормированный на количество примеси  $^{12}\text{C}$  в мишени  $^{11}\text{B}$ ; (c) – спектр, полученный после вычитания вклада примеси. Сплошная линия – распределения по Брейт–Вигнеру; 1 – полное описание; 2 – фон случайных совпадений

си (8%). Полученные в результате такой процедуры спектры представлены на рис.2с и 3с.

Анализ спектров, полученных на  $^{11}\text{B}$ , проводился двумя способами. Сначала при описании спектров использовались значения параметров резонансных состояний  $^6\text{H}$ , полученных на  $^9\text{Be}$ . В этом случае значения  $\chi^2$  на степень свободы оказались соответственно равными 0.88 и 0.97 для реакций  $^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})\text{X}$  и  $^{11}\text{B}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$ , что не противоречит предположению о существовании четырех уровней изотопа  $^6\text{H}$ . Затем при описании спектров положение и ширина уровней, а также их количество, считались свободными параметрами. В этом случае описание спектра (значение  $\chi^2$  на степень свободы – 0.87) для реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, p^4\text{He})\text{X}$  (рис.2с) достигается при включении только трех резонансных состояний с параметрами, приведенными в таблице. Отметим, что в пределах погрешностей значения этих параметров совпадают с результатами, полученными в реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$ . Описание спектра в реакции  $^{11}\text{B}(\pi^-, d^3\text{He})\text{X}$  (рис.3с) возможно без привлечения  $^6\text{H}$ , однако удовлетворительное значение  $\chi^2$  на степень свободы (1.0) дости-

гается только при включении в суммарный спектр фазового объема канала  $p + d + n + ^5\text{H}$ .

Проведенный анализ данных продемонстрировал отсутствие противоречий в результатах, полученных на двух мишенях. Однако по сравнению с измерениями на  $^9\text{Be}$  энергетическое разрешение и статистическая обеспеченность данных на  $^{11}\text{B}$  хуже, что затрудняет наблюдение состояний  $^6\text{H}$ . В связи с этим можно предположить, что данные, полученные в реакции  $^9\text{Be}(\pi^-, pd)\text{X}$ , более адекватно воспроизводят структуру уровней изотопа  $^6\text{H}$ .

Значение резонансной энергии основного состояния изотопа  $^6\text{H}$ , полученное в настоящей работе, лежит существенно выше полученных ранее экспериментальных результатов [9, 10]. При этом следует подчеркнуть, что статистическая обеспеченность наших данных более чем на порядок выше. Наш результат хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями работы [12]. Заметим, что такое же хорошее согласие наблюдалось и для основного состояния изотопа  $^5\text{H}$  [3, 12]. В то же время наши данные не согласуются со структурой уровней  $^6\text{H}$ , полученной с помощью оболочечной модели [11].

Дополнительное подтверждение существования уровней с  $E_r = 10.7$  и  $15.3$  МэВ может быть получено из данных по спектроскопии изотопа  $^6\text{He}$  [6]. В спектре недостающих масс, измеренном в реакции  $^7\text{Li}(^3\text{He}, p^3\text{He})\text{X}$  при  $E(^3\text{He}) = 120$  МэВ, наблюдались два относительно узких ( $\Gamma \leq 2$  МэВ) состояния  $^6\text{He}$  с энергиями возбуждения  $E_x \approx 32.0$  и  $35.7$  МэВ [18]. При пересчете этих величин на энергию связи соответствующих состояний (величина  $B$  положительна для связанных систем), получим  $B(^6\text{H}) = -2.2 \pm 0.7$  и  $-6.8 \pm 0.7$  МэВ,  $B(^6\text{He}) \approx -2.7$  и  $-6.4$  МэВ, соответственно. Кулоновская энергия в  $^6\text{He}$  не превышает  $0.7$  МэВ [19], поэтому можно предположить, что наблюдаемые уровни являются изобар-аналоговыми состояниями.

В заключение можно сделать следующие выводы о сверхтяжелых изотопах водорода, основанные на наших измерениях реакции поглощения пионов легкими ядрами. Энергия связи основных состояний постепенно уменьшается с увеличением числа нейтронов:  $B(^4\text{H}_{g.s.}) = 6.5 \pm 0.2$  МэВ [20],  $B(^5\text{H}_{g.s.}) = 3.0 \pm 0.2$  МэВ [3] и  $B(^6\text{H}_{g.s.}) = 1.9 \pm 0.7$  МэВ. Сверхтяжелые изотопы водорода  $^5\text{H}$  и  $^6\text{H}$  имеют несколько возбужденных уровней, которые энергетически могут распадаться на свободные нуклоны.

Работа выполнена при поддержке грантов: “Университеты России” (# УР.02.01.007) и CRDF(# MO-011-0).

1. D. V. Aleksandrov, E. Y. Nikol'skii, B. G. Novatskii et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on Exotic Nuclei and Atomic Masses (ENAM-95)*, Arles, France, 1995, Eds. Frontiers, Gif-sur-Yvette, France, 1995, p. 329.
2. A. Korshennikov, M. S. Golovkov, I. Tanihata et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 092501-1 (2001).
3. М. Г. Горнов, М. Н. Бер, Ю. Б. Гуров и др., *Письма в ЖЭТФ* **77**, 412 (2003).
4. L. V. Chulkov, *VIII Intern. Conf. Nucl. Nucleus Collisions*, 17-21 June 2003, Moscow, Book of Abstracts, JINR, Dubna, 2003, p. 10.
5. B. Jonson, *VIII Intern. Conf. Nucl. Nucleus Collisions*, 17-21 June 2003, Moscow, Book of Abstracts, JINR, Dubna, 2003, p. 17.
6. D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin et al., *Nucl. Phys.* **A708**, 3 (2002).
7. Д. В. Александров, Е. А. Ганза, Ю. А. Глухов и др., *ЯФ* **39**, 513 (1984).
8. A. V. Belozerov, C. Borcea, Z. Dlouhy et al., *Nucl. Phys.* **A460**, 352 (1986).
9. B. Parker, K. K. Seth, and R. Soundranayagam, *Phys. Lett.* **B251**, 483 (1990).
10. М. Г. Горнов, Ю. Б. Гуров, В. П. Коптев и др., *Письма в ЖЭТФ* **45**, 205 (1987).
11. А. И. Амелин, М. Г. Горнов, Ю. Б. Гуров и др., *Письма в ЖЭТФ* **51**, 607 (1990).
12. N. A. F. M. Poppelier, L. D. Wood, and P. W. M. Glaudemans, *Phys. Lett.* **B157**, 120 (1985).
13. А. М. Горбатов, В. Л. Скопич, П. Ю. Никишов и др., *ЯФ* **50**, 1551 (1989).
14. М. Г. Горнов, Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин и др., *Изв. РАН, сер. физ.* **62**, 1781 (1998).
15. F. Ajzenberg-Selove, *Nucl. Phys.* **A490**, 1 (1988).
16. M. G. Gornov, Yu. B. Gurov, P. V. Morokhov et al., *NIM* **A446**, 461 (2000).
17. H. Weyer, *Phys. Rep.* **195**, 295 (1990).
18. R. Franke, K. Koshkamper, B. Steinheuer et al., *Nucl. Phys.* **A433**, 351 (1985).
19. А. И. Базь, В. И. Гольданский, В. З. Гольдберг, Я. Б. Зельдович, *Легкие и промежуточные ядра вблизи границы нуклонной стабильности*, М.: Наука, 1972, с. 13.
20. М. Г. Горнов, Ю. Б. Гуров, С. В. Лапушкин и др., *LI Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра*, 3-8 сентября 2001 г., Саров, 2001, с. 142.