

Возможное обнаружение легких нейтронных ядер в делении ^{238}U α -частицами

Б. Г. Новацкий, Е. Ю. Никольский, С. Б. Сакута¹⁾, Д. Н. Степанов

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 июля 2012 г.

Методом активации проведен поиск ядерно-стабильных мультинейтронов среди продуктов деления ^{238}U α -частицами с энергией 62 МэВ. Для идентификации ядерно-стабильных мультинейтронов использовалась реакция передачи 4 нейтронов на изотопе ^{88}Sr : $^{88}\text{Sr}({}^x n, (x - 4)n)^{92}\text{Sr} \rightarrow {}^{92}\text{Y}$. В измеренных γ -спектрах облученного образца обнаружена линия с энергией $E = 1384$ кэВ, что вместе с измеренной временной зависимостью спада ее активности указывает на образование β -активного ядра ${}^{92}\text{Sr}$. Полученный результат воспроизводится в повторных измерениях. Он свидетельствует о возможном существовании ядерно-стабильных мультинейтронов (${}^x n$) с $x \geq 6$. Дифференциальное сечение выхода ${}^x n$ под углом 30° в делении ^{238}U α -частицами составило $\sim 6 \cdot 10^{-2}$ мб/ср.

1. Введение. Проблема стабильности ядер, состоящих из одних нейтронов, давно является предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1–7]. Интерес к этой проблеме понятен, поскольку открытие нейтронных ядер имело бы далеко идущие последствия не только для ядерной физики, но и для астрономии. Открытие нейтронных звезд явилось крупнейшим событием второй половины XX века. Однако на микроскопическом уровне убедительных свидетельств существования нейтронных ядер до сих пор не получено. Современные знания о них ограничены лишь длиной $p\pi$ -рассеяния, т.е. динейtronом, недосвязанным всего на 70 кэВ. Пятидесятилетняя история экспериментальных исследований, казалось бы, свидетельствует о том, что ядерно-стабильных и даже квазистационарных состояний легких нейтронных ядер 3n [4, 5] и 4n [4, 6, 7] не существует. Поиски ${}^x n$ в спонтанном делении ^{252}Cf методом активации также не привели к положительному результату [8]. И все же интерес к мультинейтронным системам вновь возрос после сообщений об обнаружении в экспериментах на радиоактивных пучках ${}^{14}\text{Be}$ и ${}^8\text{He}$ ядерно-стабильного тетранейтрона [9, 10]. Авторы указанных работ сообщили о регистрации около десятка событий, которые были приписаны существованию связанныго тетранейтрона (4n). Независимо в НИЦ “Курчатовский институт” были проведены исследования реакций ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{11}\text{C})3n$ и ${}^7\text{Li}({}^7\text{Li}, {}^{10}\text{C})4n$ под малыми углами (2°) [11] с использованием магнитного сепаратора МАСЭ. Регистрация ядер углерода осуществлялась телескопом кремниевых $\Delta E - E$ де-

текторов, включенных в схему многомерного анализа. Высокая интенсивность пучка ионов ${}^7\text{Li}$ и большая селективность схем анализа продуктов реакций ($\Delta E - E, E - t$) дали существенное преимущество перед методикой, использованной в работах [9, 10]. Тем не менее ни связанного, ни квазистационарного 4n обнаружить не удалось [11]. В этой работе была получена рекордная величина верхней границы сечения образования 4n , равная 0.1 нб/ср. Это позволяет с большим скептицизмом отнести к выводу о существовании ядерно-стабильного состояния 4n . Тем не менее отсутствие связанного тетранейтрона не исключает ядерной стабильности более тяжелых нейтронных кластеров (6n , 8n и т.д.). Следовательно, их поиск по-прежнему остается актуальной задачей ядерной физики.

Укажем на аналогию $n - n$ -систем с Λ -гиперонными ядрами. Известно, что сильно взаимодействующие нейтральные Λ -гипероны не образуют связанного состояния гиперводорода ($\Lambda - p$), но Λ -тритон (${}^3\text{H}_\Lambda$) уже устойчив (энергия связи $\varepsilon = 0.13$ МэВ). С увеличением атомного номера гиперядер энергия связи гиперона увеличивается вплоть до кальция ($\varepsilon = 20$ МэВ).

Степень устойчивости гипотетических мультинейтронов с $A \geq 6$ можно грубо оценить из экстраполяции зависимости энергии связи двух последних нейтронов в изотопах гелия (${}^5\text{He} - {}^{10}\text{He}$). Два последних нейтрона в ядрах ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$ связаны ($\varepsilon = 0.96$ и 2.2 МэВ соответственно), тогда как ${}^{10}\text{He}$ уже неустойчив на 1.2 МэВ [12]. Подобная тенденция имеет место и для нечетных нестабильных изотопов ${}^5\text{He}$ и ${}^7\text{He}$. Увеличение энергии связи нейтронноизбыточного изотопа ${}^8\text{He}$ можно объяснить полностью запол-

¹⁾ e-mail: sbsakuta@mail.ru

ненными оболочками $1s_{1/2}$ и $1p_{3/2}$, т.е. существованием магического числа 6 по нейtronам, а не 2 и 8, как это наблюдается у обычных ядер. Отсюда можно ожидать ядерной стабильности системы из шести нейtronов. Отметим, что еще в классических работах А.И.Базя [1] подчеркивалось, что небольшие изменения ядерного потенциала не влияют на результаты фазового анализа и на энергии связи обычных нейтронизбыточных ядер. Однако они могут стабилизировать нейтронные ядра, начиная с $A \sim 60$. Следовательно, отрицательные результаты многочисленных поисков нейтронных ядер ${}^2n - {}^4n$ не исключают возможности существования связанных состояний ${}^x n$ с $x \geq 6$. Таким образом, данная фундаментальная задача ядерной физики по-прежнему актуальна.

Целью настоящей работы и является поиск легких нейтронных ядер ${}^x n$ с $x \geq 6$ методом активационного анализа в реакциях передачи четырех нейtronов.

2. Эксперимент. Поиски мультинейтронов на ускорителях требуют больших энергий бомбардирующих частиц, так как все реакции (кроме деления), в которых возможно образование нейтронных ядер, сильно эндотермичны. Эндотермичность реакции резко увеличивается с увеличением массы нейтронного ядра. Поэтому нами выбран “удобный” источник нейтронных ядер – тройное деление ^{238}U α -частицами. При энергиях α -частиц в несколько десятков МэВ (нами использовался пучок α -частиц с энергией 62 МэВ) кинетическая энергия осколков вынужденного деления существенно превышает кулоновский барьер. Известно, что вылет легких частиц наиболее вероятен из шейки делящегося ядра, сильно обогащенной нейтронами. Установлено, что в делении, помимо тяжелых осколков, с вероятностью около 1% наблюдаются выходы изотопов водорода, гелия, лития и т.д., среди которых имеются изотопы, обогащенные нейтронами [13]. Поэтому естественно ожидать и вылета чисто нейтронных ядер, если они существуют. Грубые оценки показывают, что нейтронные ядра могут вылетать с $A \leq 30$ с наиболее вероятной энергией ~ 1 МэВ/нейtron.

Нами был выбран активационный метод поиска мультинейтронов. Их идентификация осуществлялась по реакциям передачи нескольких нейтронов ядрам активируемой мишени. Такие реакции можно записать как прямой процесс передачи нейтронов, $N A({}^x n, (x-k)n)^{N+k} A$, или как образование составного ядра с последующим испарением $x-k$ -нейтронов, $N A + {}^x n \rightarrow {}^{N+x} A \rightarrow {}^{N+k} A + (x-k)n$, где ${}^{N+k} A$ – образующийся в результате данной реакции β -активный изотоп. Выбор конкретного изотопа диктуется приемлемым для измерений периодом его полураспада

($T_{1/2} = (2-24)$ ч), а также наличием у него интенсивных γ -линий в диапазоне энергий, оптимальном для регистрации полупроводниковым Ge-детектором.

Первичной мишенью служила пластина ^{238}U толщиной 160 мкм, которая устанавливалась в центре камеры рассеяния. Мишень бомбардировалась пучком α -частиц с энергией 62 МэВ, выведенным из изохронного циклотрона НИЦ “Курчатовский институт”. Для отвода тепла от фольги ^{238}U использовалось водяное охлаждение. Активируемые образцы в виде порошка SrCO_3 с обогащением по изотопу ^{88}Sr 99.2% и массой 4.59 г помещались в герметичный контейнер, устанавливаемый в ту же вакуумную камеру рассеяния под углом 30° относительно пучка. Контейнер имел входное окно из каптона диаметром 30 мм и толщиной 0.1 мм. Телесный угол регистрации составлял $5 \cdot 10^{-2}$ ср. Для подавления фона рассеянных α -частиц, а также тритонов из реакции $^{238}\text{U}(\alpha, t)$ перед образцами SrCO_3 устанавливался дополнительный фильтр из берилля толщиной 1 мм.

Регистрация γ -лучей проводилась на установке Низкофоновый γ -спектрометр с детектором из сверхчистого Ge объемом 120 см³. Для уменьшения влияния внешнего γ -фона от космического излучения и для подавления комптоновского рассеяния детектор помещался в пассивную (свинец толщиной 10 см) и активную (кольцевой кристалл NaJ(Tl) размером 30×30 см²) защиты. Энергетическое разрешение по линии ${}^{60}\text{Co}$ ($E = 1333$ кэВ) составляло 2.3 кэВ.

Выбор оптимальной активируемой мишени и числа переданных нейтронов из гипотетических мультинейтронов представляет далеко не однозначную задачу. Поэтому исследования проводились с большим набором обогащенных изотопов, включающим легкие (${}^{19}\text{F}, {}^{25,26}\text{Mg}, {}^{34,36}\text{S}$), средние (${}^{45}\text{Sc}, {}^{88}\text{Sr}, {}^{93}\text{Nb}, {}^{127}\text{J}, {}^{130}\text{Te}$) и тяжелые (${}^{208}\text{Pb}, {}^{209}\text{Bi}$) ядра. Многочисленными исследованиями была установлена непригодность реакций, в которых осуществляется передача двух или трех нейтронов, из-за вклада двухступенчатых процессов, идущих в интенсивных потоках быстрых нейтронов. Источником последних является реакция (α, n) на первичной мишени ^{238}U ($Q = -11.3$ МэВ), генерирующая нейтроны вплоть до энергий в несколько десятков МэВ. В результате нее, например, на образце ${}^{26}\text{Mg}$ идут двухстадийные реакции с образованием радиоактивного ${}^{28}\text{Mg}$: а) ${}^{26}\text{Mg}(n, t)$, затем ${}^{26}\text{Mg}(t, p){}^{28}\text{Mg}$; б) ${}^{26}\text{Mg}(n, \alpha)$, затем ${}^{26}\text{Mg}(\alpha, 2p){}^{28}\text{Mg}$. Эти реакции имитируют передачу двух нейтронов на ядре магния, т.е. ${}^{26}\text{Mg}({}^x n, (x-2)n){}^{28}\text{Mg}$. Следовательно, идентификация ${}^x n$ по активности радионуклида ${}^{28}\text{Mg}$ становится неприемлемой.

С особой осторожностью следует относиться к возможным примесям и загрязнениям в исследуемых образцах. Так, наличие микроскопических примесей натрия и алюминия в облучаемых образцах фторопласта (C_2F_4) сделало невозможным поиск $^x n$ по γ -линиям ^{24}Na ($E = 1369$ и 2754 кэВ), искомого в реакции передачи пяти нейтронов $^{19}F(^x n, (x-5)n)^{24}F \rightarrow \rightarrow ^{24}Ne \rightarrow ^{24}Na$. В этом случае образование ^{24}Na маскируется паразитными реакциями $^{23}Na(n, \gamma)^{24}Na$ и $^{27}Al(n, \alpha)^{24}Na$. Более детальное рассмотрение роли двухступенчатых процессов и чистоты активируемых мишеней будет дано в следующей публикации.

В результате для поиска легких нейтронных ядер в делении ^{238}U α -частицами была выбрана реакция передачи четырех нейтронов на изотопе стронция: $^{88}Sr(^x n, (x-4)n)^{92}Sr \rightarrow ^{92}Y$. Мишень ($^{88}SrCO_3$) облучалась в вакуумной камере рассеяния в течение 7 ч при токе ионов гелия $I = 1$ мкА. В связи с большой активностью в кабине, где облучались образцы, их перенос в спектрометр осуществлялся после выдержки 0.5 ч. Время измерения активности облученных образцов составляло 20 ч с выводом промежуточных спектров вначале через один час, а затем через два-три часа. Для долгоживущих изотопов измерения продолжались в течение 48 ч. Идентификация γ -линений осуществлялась по их энергиям, периодам полураспада и по соотношениям интенсивностей в измеряемых спектрах.

На рис. 1а приведен спектр γ -квантов облученного образца $^{88}SrCO_3$, набранный за 2.5 ч. Стрел-

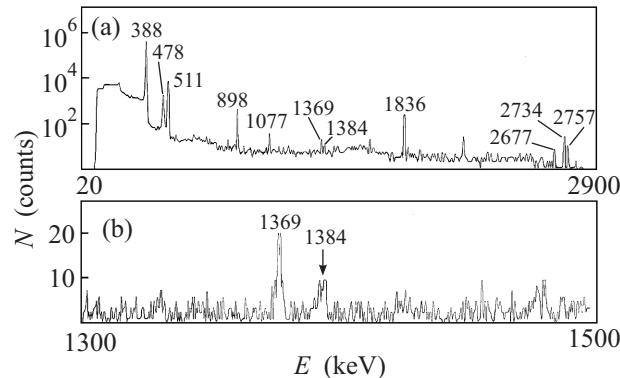


Рис. 1. (а) – Измеренный спектр γ -квантов образца $^{88}SrCO_3$, облученного продуктами деления $^{238}U + \alpha$ (показаны основные линии; см. текст). (б) – выделенный участок γ -спектра в диапазоне энергий 1300–1500 кэВ. Стрелкой отмечена γ -линия ^{92}Sr (1384 кэВ)

ками показаны основные линии в спектре: 388 кэВ (^{87}Sr , $T_{1/2} = 2.8$ ч); 478 кэВ (7Be , $T_{1/2} = 53$ дня); 511 кэВ; γ -линии 898, 1836, 2734 кэВ (^{88}Y , $T_{1/2} =$

= 106 дней); 1077 кэВ (^{86}Y , $T_{1/2} = 14.7$ ч); 1369 кэВ (^{24}Na , $T_{1/2} = 15$ ч); 2677 кэВ (^{88}Rb , $T_{1/2} = 17.8$ мин); 1384 кэВ (^{92}Sr , $T_{1/2} = 2.7$ ч). На рис. 1б приведен выделенный участок того же спектра, в котором отмечена линия 1384 кэВ, образующаяся на примеси ($10^{-2}\%$) магния в мишени из реакции $^{24}Mg(n, p)^{24}Na$ ($Q = -4.73$ МэВ). В набранном спектре надежно зарегистрирована и γ -линия с $E = 1384 \pm 0.5$ кэВ, которая может быть приписана образованию искомого ядра ^{92}Sr в реакции передачи 4 нейтронов $^{88}Sr(^x n, (x-4)n)^{92}Sr$. (Табличные данные для изотопа ^{92}Sr соответствуют $E = 1383.9$ кэВ, $T_{1/2} = 2.66$ ч, $I = 90\%$.)

Повторные опыты подтвердили наличие пика с $E = 1384$ кэВ и позволили измерить зависимость его интенсивности от времени. Эта зависимость приведена на рис. 2. Штриховой линией на рисунке пока-

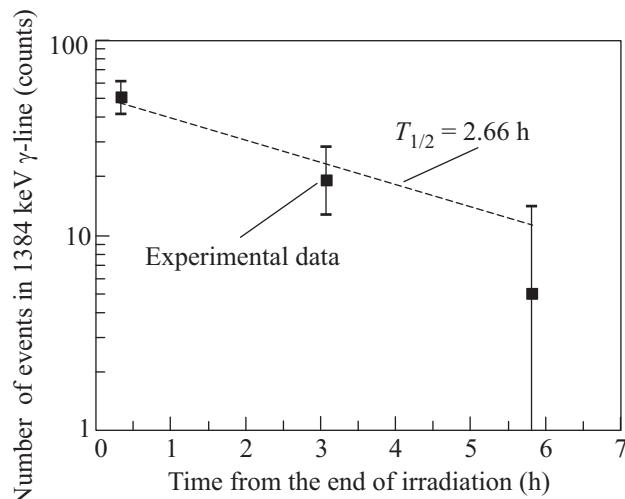


Рис. 2. Зависимость суммы в пике для γ -линии $E = 1384$ кэВ от времени (продолжительность каждого измерения 10^4 с). Штриховая линия – экспоненциальный спад для табличного значения периода полураспада $T_{1/2} = 2.66$ ч

зан ожидаемый спад активности для табличного значения $T_{1/2} = 2.66$ ч, что в пределах ошибок согласуется с экспериментальными данными.

Для исключения других каналов образования ^{92}Sr на возможных примесях в активируемом образце или в экзотических реакциях с нейтронами больших энергий при взаимодействии $^{238}U + \alpha$ были выполнены контрольные эксперименты с первичной мишенью ^{181}Ta толщиной 100 мкм. Энергии (α, n)-реакций на ^{238}U ($Q = -11.3$ МэВ) и ^{181}Ta ($Q = -9.9$ МэВ) сравнимы. Значит, энергетические спектры нейтронов будут подобны.

На рис. 3а приведен γ -спектр образца $^{88}\text{SrCO}_3$, измеренный после облучения α -частицами танталом.

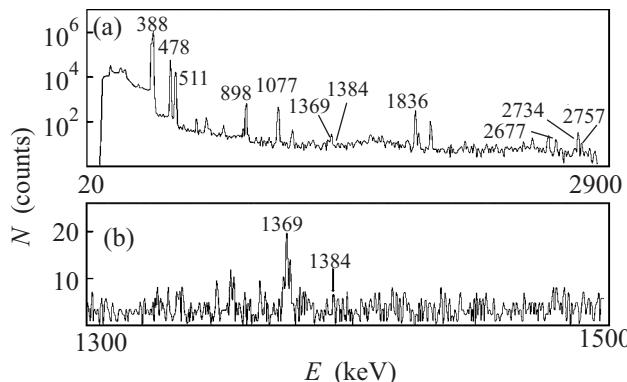


Рис. 3. (а) – Измеренный спектр γ -квантов образца $^{88}\text{SrCO}_3$, облученного продуктами взаимодействия $^{181}\text{Ta} + \alpha$. (б) – Выделенный участок γ -спектра в диапазоне энергий 1300–1500 кэВ (обозначения те же, что и на рис. 1б)

вой фольги. Облучение проводилось в тех же условиях и с тем же интегралом тока, что и для урана. В данном спектре зарегистрированы все интенсивные γ -линии, отмеченные на рис. 1а. Однако линии $E = 1384$ кэВ, как это видно на выделенном участке спектра (рис. 3б), не наблюдается. Таким образом, измерения на tantalе исключили образование изотопа ^{92}Sr под действием различных фоновых реакций. Отсюда можно заключить, что γ -линия $E = 1384$ кэВ, скорее всего, связана с реакцией передачи 4 нейтронов, $^{88}\text{Sr}(\alpha, (x-4)n)^{92}\text{Sr}$. Она свидетельствует о возможном образовании и эмиссии ядерно-стабильных мультинейтронов $x n$ с $x \geq 6$ при взаимодействии α -частиц с ^{238}U .

Оценим сечение вылета мультинейтронов при взаимодействии $^{238}\text{U} + \alpha$. Для этого вначале рассчитаем количество образовавшихся ядер $N(^{92}\text{Sr})$ после окончания облучения по формуле

$$N(^{92}\text{Sr}) = S_{1384} / \{\varepsilon \cdot (I/100) \cdot [\exp(-\lambda t_s) - \exp(-\lambda t_f)]\},$$

где S_{1384} – количество отсчетов в пике $E = 1384$ кэВ, ε – эффективность регистрации, I – интенсивность указанной γ -линии (90%), $\lambda = 0.693/2.66 \text{ ч}^{-1}$ – константа распада, t_s и t_f – времена начала и конца измерения, отсчитываемые от момента конца облучения.

Предполагая, что дифференциальное сечение передачи 4 нейтронов под углом 30° $d\sigma_{4n}/d\Omega = 100 \text{ мб/ср}$, оценим поток мультинейтронов $\Phi(xn)$, падающий на входное окно образца:

$$\Phi(xn) = N(^{92}\text{Sr}) / \{N(^{88}\text{Sr}) \cdot d\sigma_{4n}/d\Omega \cdot \Omega [1 - \exp(-\lambda t_{\text{rad}})]\},$$

где $N(^{88}\text{Sr})$ – количество ядер ^{88}Sr в образце $^{88}\text{SrCO}_3$, Ω – телесный угол, t_{rad} – время облучения. Тогда дифференциальное сечение образования мультинейтронов можно получить из выражения

$$d\sigma_{xn}/d\Omega = \Phi(xn) / [\Phi(^4\text{He}) \cdot N(^{238}\text{U}) \cdot \Omega],$$

где $\Phi(^4\text{He})$ – интегральный поток α -частиц, $N(^{238}\text{U})$ – количество ядер в ^{238}U -мишени. Дифференциальное сечение выхода xn под углом 30° из реакции $^{238}\text{U}(\alpha, xn)$ составило $\sim 6 \cdot 10^{-2} \text{ мб/ср}$.

3. Заключение. В настоящей работе методом активации проведен поиск легких нейтронных ядер xn с $x \geq 6$ в делении ^{238}U α -частицами при энергии 62 МэВ. Исследован ряд гипотетических реакций $^N A(\alpha, (x-k)n)^{N+k} A$ с передачей нескольких нейтронов (от двух до пяти) активируемым мишням. В качестве активируемых образцов использовались легкие (^{19}F , $^{25,26}\text{Mg}$, $^{34,36}\text{S}$), средние (^{45}Sc , ^{88}Sr , ^{93}Nb , ^{127}J , ^{130}Te) и тяжелые (^{208}Pb , ^{209}Bi) ядра. Идентификация мультинейтронов осуществлялась по β -распаду искомых изотопов с последующим излучением характерных γ -квантов. При облучении обогащенного изотопа ^{88}Sr продуктами деления ^{238}U α -частицами обнаружена γ -линия с $E = 1384$ кэВ, которая, согласно табличным данным, соответствует образованию β -активного ядра ^{92}Sr с периодом полураспада $T_{1/2} \sim 2.66$ ч. Образование этого ядра приписано реакции передачи четырех нейтронов с участием ядерно-стабильного мультинейтрона: $^{88}\text{Sr}(\alpha, (x-4)n)^{92}\text{Sr}$. Для подтверждения полученного результата необходимы дальнейшие опыты с более тяжелыми бомбардирующими частицами (^{11}B , ^{12}C) и с другими активируемыми мишнями.

В настоящее время теория атомных ядер не может однозначно ответить на вопрос о том, существуют ли ядра, состоящие из одних нейтронов. В данной экспериментальной работе получено свидетельство существования таких ядер с массой $A \geq 6$. Это открывает новые перспективы в получении и исследовании экзотических нейтронных систем вплоть до микроскопических нейтронных капель.

1. А. И. Базь, В. И. Гольданский, В. З. Гольдберг, Я. Б. Зельдович, *Легкие и промежуточные ядра вблизи границы нейтронной стабильности*, М.: Наука, 1972.
2. S. Fairman and S. S. Hanna, Nucl. Phys. A **251**, 1 (1975).
3. Д. В. Александров, Е. Ю. Никольский, Б. Г. Новацкий, Д. Н. Степанов, Письма в ЖЭТФ **67**(11), 860 (1998).
4. J. Cerny, R. B. Weisenmiller, N. A. Jelley et al., Phys. Lett. B **53**, 247 (1974).

5. J. A. Ungar, R. D. McKeown, D. F. Geesaman et al., *Phys. Lett. B* **144**, 333 (1984).
6. Д. В. Александров, Ю. А. Глухов, Е. Ю. Никольский и др., *ЯФ* **47**, 3 (1988).
7. F. W. N. de Boer, R. van Dantzig, M. Daum et al., *Phys. Rev. Lett.* **53**, 423 (1984).
8. Д. В. Александров, Е. Ю. Никольский, Б. Г. Новацкий, Д. Н. Степанов, *ЯФ* **52**, 933 (1990).
9. F. M. Marques, M. Labiche, N. A. Orr et al., *Phys. Rev. C* **65**, 044006 (2002).
10. B. Virginie, F. M. Marques, F. Hanappe et al., *Proc. Intern. Symposium Exotic Nuclei, Peterhof, Russia, July 5-12, 2004*; Yu. E. Penionzhkevich and E. A. Cherepanov (eds.), World Scientific, Singapore, 2005, p. 29.
11. Д. В. Александров, Е. Ю. Никольский, Б. Г. Новацкий и др., *Письма в ЖЭТФ* **81**(2), 49 (2005).
12. A. A. Korsheninnikov, K. Yoshida, D. V. Aleksandrov et al., *Phys. Lett. B* **326**, 31 (1994).
13. V. A. Rubchenya, W. H. Trzaska, and E. Vardaci, *Int. J. Mod. Phys. E* **18**, 830 (2009).