

УДК 539.12.134

Д. Керейбай, Е. В. Лычагин

Оптимизация геометрии счётчиков тепловых нейтронов для эксперимента по измерению времени жизни нейтрона методом хранения ультрахолодных нейтронов в ловушке

Перспективы дальнейшего роста точности экспериментов, посвящённых измерению времени жизни нейтрона, могут быть связаны с использованием методики удержания УХН в ловушке с малыми потерями и учётом потерь нейтронов путём регистрации потока нагретых нейтронов от стенок ловушки. Для планирования этого эксперимента в данной работе рассмотрены несколько возможных геометрий счётчиков нагретых нейтронов. Продемонстрировано, что использование дополнительного отражателя позволяет применить детектор в виде отдельных цилиндрических счётчиков без уменьшения эффективности регистрации нагретых нейтронов по сравнению с детектором, имеющим один рабочий объём. Результаты данной работы можно предложить для создания оптимальной геометрии экспериментальной установки.

Ключевые слова: ультрахолодные нейтроны, время жизни нейтрона, детектор.

Об авторах

Керейбай Диас – магистрант кафедры ядерной физики Государственного университета «Дубна». Московская область, г. Дубна, ул. Университетская, д. 19/3, кв. 202 б. *E-mail:* dias1994_kz@mail.ru.

Лычагин Егор Валерьевич – кандидат физико-математических наук, заместитель директора по научной работе в Лаборатории нейтронной физики им. И.М. Франка, Объединённый институт ядерных исследований.

Нейтрон – самая долгоживущая из нестабильных элементарных частиц. В свободном состоянии он живёт почти 15 минут и распадается за счёт слабого взаимодействия на протон, электрон и антинейтрино.

Точное измерение электрического дипольного момента и времени жизни нейтрона всегда представляли большой интерес для решения фундаментальных проблем физики, которые определили столь активную деятельность в развитии методов получения ультрахолодных нейтронов, увеличения их плотности. Оба эксперимента являются исключительно важными для проверки Стандартной Модели взаимодействия элементарных частиц, а также для поиска возможных отклонений и способов расширения Стандартной Модели [9; 7]. Измерение электрического дипольного момента имеет принципиальное значение для нашего понимания условий, при которых могла возникнуть Вселенная, измерение времени жизни нейтрона даёт точные дан-

ные для расчёта первичного нуклеосинтеза. Задача измерения времени жизни (τ_β) обычно решается либо пучковым методом, либо методом хранения ультрахолодных нейтронов (УХН).

Основной вклад в среднее мировое значение берётся из работ [10; 11], которые описывают метод хранения УХН. Этот результат – $\tau_\beta = 878.5 \pm 0.7 \pm 0.3$ с. Другие результаты, содержащиеся в работах [3; 5; 8; 12], менее точны. Погрешность значений τ_β , полученных в этих экспериментах, составляет 2–3 с. Кроме того, результаты измерений, использующих методы хранения УХН [10; 11; 3; 5; 8; 12] и измерений с пучками холодных нейтронов [6; 13], отличаются на несколько секунд.

Наиболее точный пучковый эксперимент [6] даёт величину времени жизни нейтрона $\tau_\beta = 887.7 \pm 1.2 \pm 1.9$ с. Результаты, получаемые при использовании пучкового метода [6], отличаются от результата [10; 11] на 9.2 с. Наиболее вероятно различие вызвано систематическими эффектами, которые не были определены должным образом. Поэтому новые эксперименты по

определению времени жизни нейтрона с точностью, по крайней мере, равной одной секунде, а также с надёжным учётом систематических эффектов крайне желательны.

Эксперимент по измерению времени жизни нейтрона методом хранения УХН в ловушке, с калибровкой потерь УХН по потоку нагретых нейтронов

Особенность УХН в том, что они могут отражаться от поверхности при любом угле падения, поэтому их можно удерживать в герметичных вакуумированных сосудах. Это даёт нам возможность более точно измерять время жизни нейтрона методом хранения УХН в герметичных ловушках.

В эксперименте измеряется постоянная времени хранения УХН в ловушке τ . Поскольку постоянная времени хранения связана простым соотношением с постоянной потерь τ_l и временем жизни нейтрона τ_β : $\tau^{-1} = \tau_\beta^{-1} + \tau_l^{-1}$, то изменяя величину потерь и экстраполируя τ_l к ∞ , получаем $\tau_\beta = \tau$ [2]. При этом нужно достаточно точно учитывать потери на стенках ловушки, чтобы надёжно контролировать τ_l , или так уменьшить потери, чтобы можно было с желаемой точностью пренебречь величиной $1/\tau_l$.

Варьировать τ_l можно, либо меняя длину пробега УХН, либо меняя спектр УХН. В идеальном случае без учёта гравитации τ_l можно представить в виде $\tau_l = 4V / S\eta v f(v)$, где V и S – объём и площадь поверхностей ловушки; v – скорость нейтрона; $f(v)$ – известная функция. Здесь предполагается, что нейтроны в ловушке распределены изотропно, и величина τ_l всегда пропорциональна фактору $V/S\eta$. Поэтому, если при заданном объёме V менять площадь поверхности стенок S и экстраполировать S к нулю, то $\tau \rightarrow \tau_\beta$, независимо от вида функции $f(v)$.

Значение τ_l тем больше, чем меньше скорость накапливаемых нейтронов, поэтому τ_β целесообразно измерять, используя низкоэнергетические УХН. Из-за малых энергий необходимо учитывать гравитацию, что приводит к бо-

лее сложной зависимости τ_l не только от скорости, но и от формы ловушки. Дно ловушки вносит в τ_l иной вклад, чем боковые стенки. Если ввести времена τ_b и τ_w , связанные с потерями при ударе нейтронов о дно и стенки соответственно, то $\tau_l^{-1} = \tau_b^{-1} + \tau_w^{-1}$. Для $\tau_{b,w}$ справедливы равенства $\tau_{b,w} = 4V / \eta v S_{b,w} f_{b,w}(v)$, где $S_{b,w}$ – поверхности дна и стенок ловушки; $f_{b,w}(v)$ – соответствующие функции скорости. Эти функции легко вычисляются при изотропном угловом распределении.

Точное определение потерь требует достаточно точного знания спектра хранящихся УХН. Для уменьшения спектральной зависимости потерь и других параметров (таких как время заполнения ловушки нейтронами, эффективности регистрации УХН и т.д.) можно использовать узкий спектр хранящихся нейтронов. Таким образом, минимальные потери и минимальная энергетическая зависимость параметров эксперимента будут достигаться при узком спектре УХН с малыми энергиями, нет необходимости делать ловушку высокой. Однако использование только начального участка спектра УХН заметным образом уменьшает доступную статистику. Для увеличения числа нейтронов, накапливаемых в ловушке, её объём должен быть значительным. Мы приходим к варианту установки невысокой и широкой ловушки. В качестве начальных параметров такой ловушки выбраны размеры: высота ловушки $h=20$ см, диаметр $d=100$ см.

В работах [3; 4] вместо расчёта τ_l (фактор потерь при внесении дополнительной поверхности считается равным на всей поверхности ловушки) был предложен метод калибровки потерь по потоку тепловых нейтронов, вылетающих сквозь стенки ловушки. Кроме того, в работе [4] было продемонстрировано, что использование расчётов приводит к большому разбросу результатов. Суть метода заключается в простых соображениях. УХН теряются из ловушки при взаимодействии с поверхностью только по двум каналам: захвату и неупругому рассеянию. При неупругом рассеянии УХН приобретает дополнительную энергию, перестаёт отражаться от стенок ловушки и покидает её, пролетая сквозь

стенки. При увеличении поверхности ловушки (если все поверхности идентичны) поток нагретых нейтронов увеличится пропорционально потоку нагретых нейтронов, вылетающих из ловушки. Регистрируя этот поток, можно определить изменение вероятности потерь. Для регистрации нагретых нейтронов ловушка должна быть окружена детекторами тепловых нейтронов.

Желание регистрировать поток нагретых нейтронов при минимальных потерях накладывает жёсткие требования к детектору тепловых нейтронов. Он должен быть высокоэффективным и низкофоновым. Действительно, при накоплении 10^6 нейтронов в объёме хранения в начальный момент времени, а также при факторе потерь $\sim 10^{-6}$ (коэффициент потерь для мягкого спектра в этом случае будет на уровне $5 \cdot 10^{-7}$) и частоте соударений нейтронов со стенками порядка 5 Гц можно ожидать поток нагретых нейтронов не более чем несколько нейтронов в секунду в 4л. Таким образом, фон детектора должен составлять не более 10^{-3} сек $^{-1}$, и желательно его иметь ещё меньше.

Фон детектора тепловых нейтронов определяется окружением экспериментальной установки, космическими лучами, активностью стенок детектора. Представляется целесообразным для регистрации потока тепловых нейтронов от ловушки использовать пропорциональный газовый детектор с ^3He . Такой детектор будет иметь минимальную чувствительность к внешнему гамма-излучению и к фону от космических лучей, фоны от активности стенок детектора могут быть уменьшены при помощи использования амплитудного анализа импульсов детектора и путём уменьшения площади поверхности детектора, а также путём покрытия стенок детектора «чистыми» материалами.

В данной работе были разработаны математические модели различных детекторов тепловых нейтронов с разными геометриями для выбора варианта с максимальной эффективностью регистрации. Для каждой модели были сделаны расчёты зависимостей вероятности регистрации, исходя из положения детектора, давления ^3He и наличия отражателя.

Создание геометрии детекторов УХН и их сравнения

Были созданы три модели детектора. Две модели детектора, имеющего единый газовый объём, отличались формой: одна модель в виде цилиндра диаметром $d = 100$ см и высотой $h = 5$ см, вторая – в виде правильного прямоугольного параллелепипеда со стороной основания $a = 100$ см и высотой $h = 5$ см. Третья модель – наборный детектор из трубок диаметром $d = 5$ см, перекрывающий площадь $S = 1 \times 1$ м 2 .

Первые две модели с единым газовым объёмом соответствуют детектору с минимальной поверхностью стенок в рабочем объёме, что повышает эффективность детектора и уменьшает фон детектора из-за активности стенок. Однако в соответствии с прочностными характеристиками стенки такого детектора должны быть достаточно толстыми, кроме того, при разгерметизации такого детектора может быть потерян весь ^3He . В противоположность этому варианту наборный детектор может быть изготовлен из тонкостенных трубок, и выход из строя одной из трубок не приводит к потере работоспособности всего детектора. Однако эффективность такого наборного детектора может оказаться заметно ниже.

Для расчёта транспорта нейтронов от источника в детектор и расчёта эффективности регистрации был выбран метод МонтеКарло [1]. Вычисления были реализованы в виде программного кода на языке C++. Основные шаги алгоритма расчёта представлены ниже.

1. Моделирование источника нейтронов (розыгрыш координат и углов для определения направления вылета нейтронов). Поскольку нейтроны в низкой и широкой ловушке отражаются главным образом от дна, это значит, что дно является источником нагретых нейтронов, поэтому в качестве источника рассматривался круг с диаметром, равным диаметру ловушки $d = 1$ м.

2. Расчёт попадания на детектор в зависимости от высоты расположения единого детектора над источником.

3. Средний свободный пробег и вероятность захвата нейтронов в детекторах единого и наборного типа.

4. Модулирование отражателя для захватившихся и внешних нейтронов.

5. Расчёт захватившихся и рассеянных нейтронов.

Полученные результаты были представлены в виде графиков в программе Origin. На первом шаге создана компьютерная модель изотропного источника нейтронов. Для моделирования источника тепловых нейтронов разыгрывались координаты на плоскости источника и углы между направлением вылета нейтрона и поверхностью источника.

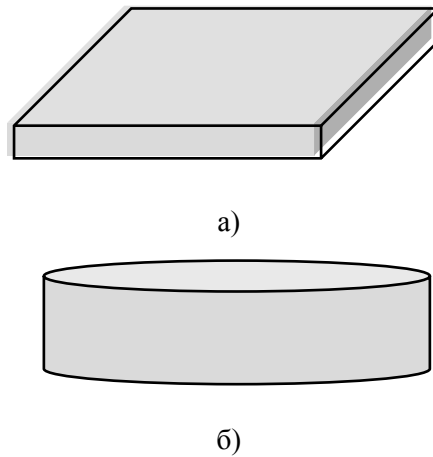


Рис. 1. Детекторы с единым объёмом: а) в виде параллелепипеда; б) в виде цилиндра

На следующем шаге было подсчитано количество попавших и не попавших нейтронов в детекторы с разными геометриями в зависимости от расстояния от источника нейтронов до детектора. Далее были найдены геометрические эффективности и на основании полученных данных построены графики зависимости эффективности от высоты для обеих геометрий.

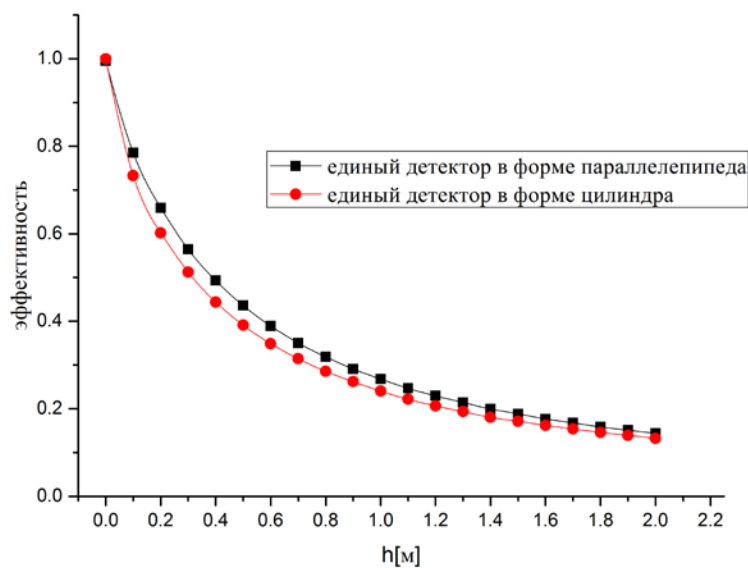


Рис. 2. Зависимости от высоты над объёмом хранения УХН для единого детектора в форме параллелепипеда и для единого детектора в форме цилиндра

Как видно из рис. 2, разница между эффективностью единого детектора в форме правильного параллелепипеда не сильно отличается от единого детектора в форме цилиндра, но детектор в форме правильного параллелепипеда является более удобным с технической точки зрения. Этот факт является основным преимуществом для дальнейшего его рассмотрения. Недостатками такого детектора являются его относительно низкая надёжность и необходимость иметь достаточно толстые стенки для избегания деформации при большом давлении газа.

С деформацией можно бороться и другими способами:

1) внутри объёма детектора сделать перегородки, которые не дадут ему деформироваться даже при высоком давлении рабочего газа;

2) использовать в качестве детектора набор тонкостенных цилиндрических газовых счётчиков. Например, 20 установленных в ряд цилиндров с диаметром 5 см (рис. 3).

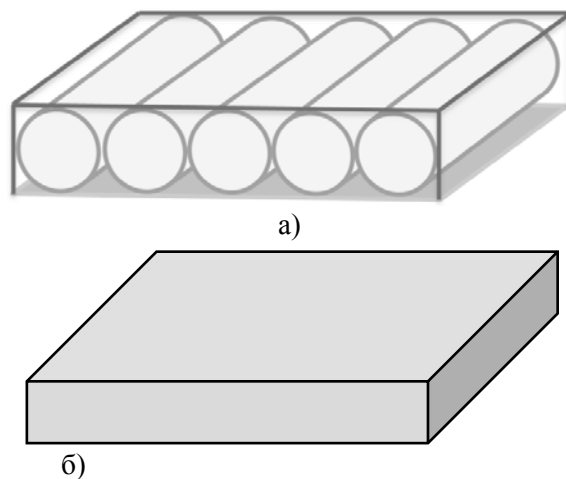


Рис. 3. Детекторы в виде параллелепипеда: а) наборный, с газонаполненными цилиндрическими счётчиками в количестве 20 штук; б) с единым объёмом

Недостатком второго способа является уменьшение среднего пробега нейтрона, что в свою очередь приводит к уменьшению эффективности детектора. Однако имеет смысл рассмотреть эти две конфигурации и сопоставить их результаты. Целью следующего шага в написании кода являлся расчёт эффективности для двух конфигураций и с разными давлениями, результаты были записаны в таблице и показаны в виде графиков на рис. 4.

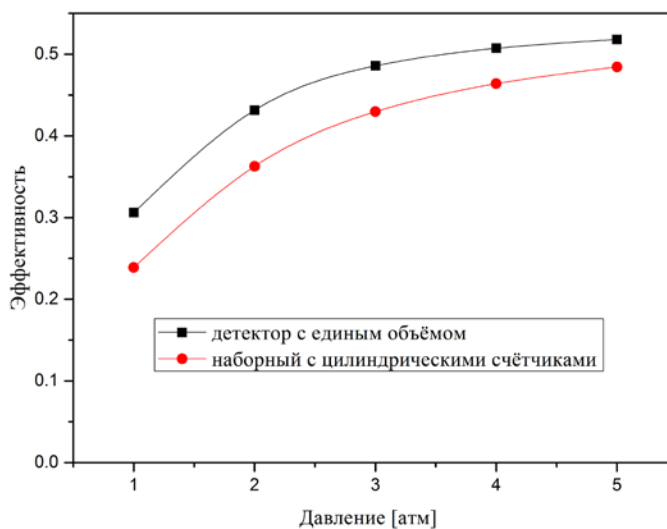


Рис. 4. Изменения эффективности для наборного детектора с цилиндрическими счётчиками и детектора с единым объёмом в зависимости от давления ^3He

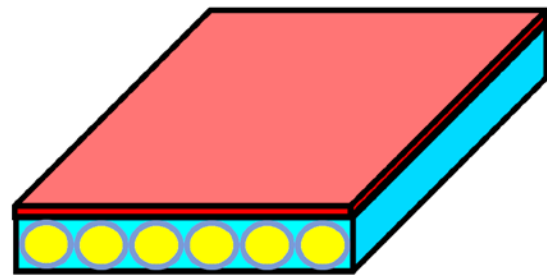
Для нахождения эффективности использовалась следующая формула:

$$\varepsilon = \sum_{i=1}^N (1 - \exp(-n\sigma l_i)),$$

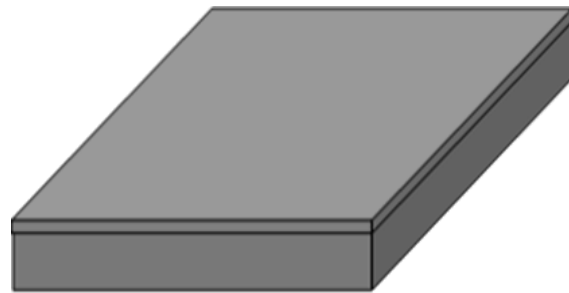
где l_i – средний свободный пробег нейтрона; N – общее количество нейтронов, хранящихся в ловушке; n – плотность нейтронов в веществе; σ – сечение захвата нейтрона веществом.

Из этого графика (см. рис. 4) следует, что эффективность единого детектора выше, как и предполагалось.

В целях улучшения эффективности при тех же значениях давления был использован отражатель, возвращающий нейтроны, прошедшие сквозь детектор назад, при этом внешние фоновые нейтроны также отражаются, что должно приводить к уменьшению фона тепловых нейтронов (выигрыш будет зависеть от спектра фоновых нейтронов при достаточно сильной эпитепловой компоненте; наличие толстого отражателя может привести к возрастанию фона). Процесс отражения нейтронов был рассчитан с помощью метода Монте-Карло. В качестве материала отражателя выбран полиэтилен толщиной 0.4 см. Итоги расчёта показаны в виде графиков и записаны в таблицу.



а)



б)

Рис. 5. Детектор: а) наборный с цилиндрическими счётчиками в количестве 20 штук, с отражателем; б) с единым объёмом в форме параллелепипеда, с отражателем

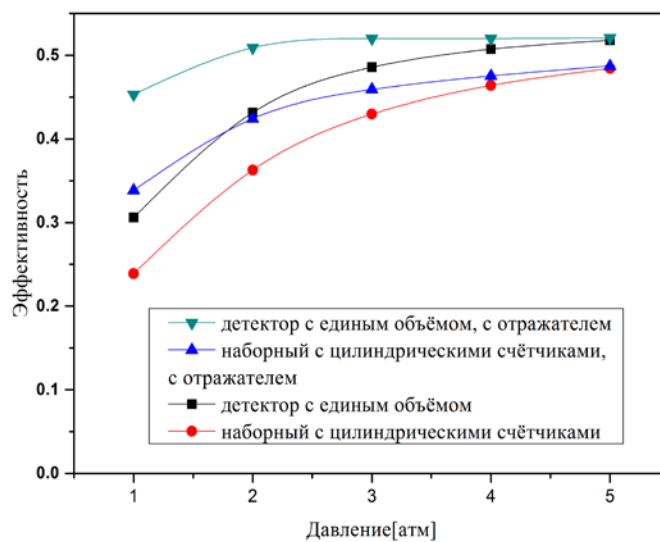


Рис. 6. График изменения эффективностей в зависимости от давления газа для наборного детектора с цилиндрическими счётчиками и для детектора с единым объёмом в виде правильного параллелепипеда

Эффективности для различных моделей детекторов

Характеристика эффективности		Вид и геометрические параметры детектора, m		
		Детектор с единым объёмом в виде цилиндра, $r = 0.5, d = 0.05$	Детектор с единым объёмом в форме параллелепипеда, $a = 1, b = 1, d = 0.05$	Наборный с цилиндрическими счётчиками в количестве 20 штук, $a = 1, b = 1, d = 0.05, r = 0.05$
Геометрическая эффективность детекторов в зависимости от высоты	0.2	0.602	0.785	–
	0.4	0.444	0.564	–
	0.6	0.348	0.435	–
	0.8	0.285	0.318	–
	1.0	0.240	0.267	–
	1.2	0.207	0.229	–
	1.4	0.181	0.199	–
	1.6	0.161	0.176	–
Изменения эффективности детекторов в зависимости от давления	1 атм	–	0.305	0.239
	2 атм	–	0.431	0.362
	3 атм	–	0.485	0.429
	4 атм	–	0.507	0.463
	5 атм	–	0.518	0.484
Изменения эффективности детекторов в зависимости от давления и наличия отражателя	1 атм	–	0.338	0.453
	2 атм	–	0.424	0.509
	3 атм	–	0.459	0.520
	4 атм	–	0.475	0.520
	5 атм	–	0.487	0.520

Заключение

В рамках данной работы были получены следующие результаты:

- разработаны математические модели различных вариантов реализации детектора и создана программа для проведения расчётов;
- получены зависимости эффективности детекторов в этих моделях от места расположения детектора, давления ^3He в детекторе и наличия отражателя за детектором.

На основании полученных зависимостей можно сделать следующие выводы:

- 1) детектор должен быть расположен как можно ближе к объёму хранения;
- 2) при равных условиях (положении, наполнении и т.п.) детектор с единым объёмом имеет более высокую эффективность, чем наборный детектор;

3) при необходимости уменьшения давления ^3He в детекторе с целью подавления фона уменьшение эффективности детектора к нагреваемым в ловушке нейтронам может быть скомпенсировано при помощи отражателя.

Библиографический список

1. Соболев И.М. Численные методы Монте-Карло. М.: Наука, 1973.
2. Alfimenkov V.P., Kharitonov A.G., Nesvizhevsky V.V., Serebrov A.P., Shvetsov V.N., Strlekov A.V., Taldaev R.R. // NIM. A324. 1993. P. 496–500.
3. Arzumanov S.S., Bondarenko L.N., Morozov V.I., Panin Yu.N., Chernyavsky S.M. // JETP Lett. 95. 2012. P. 224.
4. Arzumanov S.S., Bondarenko L., Geltenbort P., Morozov V., Nesvizhevsky V.V., Panin Yu.,

Chernyavsky S., Strepetov A. // Phys. Lett. B 745. 2015. P. 79–89.

5. Mampe W., Panin Yu., Bondarenko L., Morozov V.I., Fomin A.I. // JETP Lett. 57. 1993. P. 82.

6. Nico J.S., Dewey M.S., Gilliam D.M., Wietfeldt F.E., Fei X., Snow W.M., Greene G.L., Pauwels J., Eykens R., Lamberty A., Van Gestel J., Scott R.D. // Phys. Rev. C 71. 2005. 055502.

7. Nico J.S., J. Phys. G. // Nucl. Part. Phys. 2009. V. 318. P. 119.

8. Pichlmaier A, Varlamov V., Schreckenbach K., Geltenbort P. // Nucl. Instrum. Methods A 693. 2010. P. 221.

9. Pospelov M., Ritz A. // Ann. Phys. 2005. V. 78. P. 035505-1-035505-15.

10. Serebrov A.P., Varlamov V.E., Kharitonov A.G., Fomin A.K., Pokotilovski Yu.N., Geltenbort P., Krasnoschekova I.A., Lasakov M.S., Taldaev R.R., Vassiljev A.V., Zherebtsov O.M. // Phys. Lett. B 605. 2005. 72.

11. Serebrov A.P., Varlamov V.E., Kharitonov A.G., Fomin A.K., Pokotilovski Yu.N., Geltenbort P., Krasnoschekova I.A., Lasakov M.S., Taldaev R.R., Vassiljev A.V., Zherebtsov O.M. // Phys. Rev. C. 78. 2008. 035505.

12. Steyerl A., Pendlebury J.M., Kaufman C., Malik S.S., Desai A.M. // Phys. Rev. C 85. 2012. 065503.

13. Yue A.T., Dewey M.S., Gilliam D.M., Greene G.L., Laptov A.B., Nico J.S., Snow W.M., Wietfeldt F.E. // Phys. Rev. Lett. 111. 2013. 222501.

*Поступила в редакцию
14.04.2017*