

Лёгкие гиперядра на границе нейтронной стабильности

А.С. Корнилова^{1,*}, С.В. Сидоров^{1,2}, Д.Е. Ланской¹, Т.Ю. Третьякова^{1,2}

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 14.01.2024; подписана в печать 25.01.2024)

Добавление Λ -гиперона к нестранным ядрам может приводить к увеличению энергии связи и образованию связанного гиперядра с несвязанным нуклонным остовом, эффективно смещая линии нуклонной стабильности на карте гиперядер. Структура легких нейтрон-избыточных Λ -гиперядер рассматривается в рамках подхода Хартри–Фока с эффективными потенциалами в форме Скирма. Показано, что гиперядро ^{10}Li , скорее всего, может быть связано Λ -гипероном, а в случае добавления Λ -гиперона к ^9He и ^{10}He гиперядра не связаны.

PACS: 21.80.+a, 21.60.Jz, 13.75.Ev.

УДК: 539.144.

Ключевые слова: нейтрон-избыточные гиперядра, гиперон-нуклонное взаимодействие.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение ядер с протонным и нейтронным избытком остается важным направлением современной ядерной физики. Такие исследования помогают получить новые знания о взаимодействии нуклонов. Особый интерес представляют экзотические гиперядра [1] — нейтрон- или протон-избыточные ядра, в состав которых входит один или два гиперона. Гиперядерные исследования дают возможность расширить наши представления об особенностях как нуклонных, так и гиперонных взаимодействий.

На данный момент физика гиперядер с нейтронным или протонным избытком еще остается малоизученной областью. Как известно, ΛN -взаимодействие является притягивающим. Это означает, что добавление Λ -гиперона к нестранным ядрам может привести к увеличению энергии связи и образованию связанного гиперядра с несвязанным нуклонным остовом. Первое теоретическое описание нейтрон-избыточных гиперядер было представлено в работе [2]. Майлингом и соавторами было отмечено [3, 4], что имеются указания на связанность гиперядер $^6_\Lambda\text{H}$ и $^8_\Lambda\text{H}$, в то время как соответствующие ядра являются несвязанными. Позднее, коллаборация FINUDA [5] представила результаты экспериментов по синтезу гиперядер $^6_\Lambda\text{H}$ в реакции $^6\text{Li}(K^-, \pi^+)$ (3 события). Несколько событий образования гелия $^6_\Lambda\text{He}$ и $^8_\Lambda\text{He}$ были зафиксированы в эмульсионных экспериментах [6], в то время как в эксперименте КЕК были зарегистрированы гиперядра $^{10}_\Lambda\text{Li}$ [7]. Среди протон-избыточных гиперядер единственным подтвержденным случаем связанных гиперядер с несвязанным нуклонным остовом является изотоп $^7_\Lambda\text{Be}$ [6]. В целом, на настоящий момент имеется весьма небольшая база экспериментальных данных по легким экзотическим гиперядрам.

Новые возможности синтеза гиперядер с нейтронным или протонным избытком могут открыть эксперименты по столкновению тяжелых ионов [8]. Перспективы в таких экспериментах для гиперядерного сектора, в частности, в рамках проектов NICA и FAIR рассматривались, например, в [9, 10]. Одной из сильных сторон таких экспериментов является возможность синтеза гиперядер, в общем случае, произвольного состава. Таким образом, актуальным является вопрос предсказания положения линий нуклонной стабильности и поиска более тяжелых гиперядер, нуклонный остов которых не является связанным.

Теоретическое описание структуры легких нейтрон-избыточных гиперядер гелия, лития и бериллия было проведено в ряде работ [11–13]. В различных подходах была рассмотрена одночастичная структура и спектры возбужденных состояний отдельных гиперядер. Систематическое исследование гиперядер у линии протонной стабильности была проведено в [14, 15]. Целью настоящей работы было более детальное изучение вопроса связанности избранных гиперядер гелия и лития. Для изотопов ^7He , ^9He и ^{10}Li критичными являются распады с испусканием одного нейтрона, а для изотопа ^{10}He — двух нейтронов. Экспериментальные значения энергий отделения одного/двух нейтронов для данных изотопов отрицательны. Как было отмечено ранее, гиперядро $^8_\Lambda\text{He}$ наблюдалось в эксперименте [6], и потому его корректное описание как связанного может являться одним из критериев надежности теоретических моделей. Целью настоящей работы, таким образом, была проверка связанности $^8_\Lambda\text{He}$, а также изучение связанности гиперядер $^{10}_\Lambda\text{He}$, $^{11}_\Lambda\text{He}$ и $^{11}_\Lambda\text{Li}$ по отношению к испусканию нейтронов.

1. МЕТОД ХАРТРИ–ФОКА СО ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ СКИРМА

Метод Хартри–Фока приобрел широкое использование в ядерной физике после публикации работы [16],

* kornilova.as18@physics.msu.ru

в которой для расчетов применялось феноменологическое взаимодействие Скирма. Данный метод хорошо описывает обычные ядра [16] и может быть использован для описания гиперядер [17]. Вычисления в данном подходе проводятся с использованием нуклон-нуклонных и гиперон-нуклонных параметризаций, подобранных для корректного описания характеристик ядерной материи и отдельных ядер. При этом нуклон-нуклонные (NN) и гиперон-нуклонные (ΛN) взаимодействия записываются в стандартном виде:

$$V_{NN}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \frac{1}{2} t_1 [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) + \mathbf{k}^2 \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] + t_2 \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k} + i W_0 \mathbf{k}' (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \mathbf{k},$$

ΛN -взаимодействия	SLL4, SLL4' [18], LY1 [19], LY5 [20]
NN-взаимодействия	SLy4 [21], SLy5 [21] SkM* [22], Sly230a [23], SkIII [24]

2. ЭНЕРГИЯ ОТДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В Λ -ГИПЕРЯДРАХ

Для определения связанности гиперядер ${}^8_\Lambda \text{He}$, ${}^{10}_\Lambda \text{He}$, ${}^{11}_\Lambda \text{He}$ и ${}^{11}_\Lambda \text{Li}$ в рамках подхода Скирма–Хартри–Фока были рассчитаны их энергии отделения одного или двух нейтронов. В работе [25] было показано, что в рамках данной модели можно получить удовлетворительные оценки энергии связи гиперона B_Λ , равной разности энергий связи гиперядра и соответствующего ядра:

$$B_\Lambda({}^{A+1}Z) = B.E({}^{A+1}Z) - B.E({}^AZ).$$

В связи с этим, целесообразным представляется расчет энергий отделения нейтронов в гиперядрах с помощью соотношений:

$$S_n({}^{A+1}Z) = S_n({}^AZ) + \delta B_\Lambda^n({}^{A+1}Z), \quad (1)$$

$$S_{2n}({}^{A+1}Z) = S_{2n}({}^AZ) + \delta B_\Lambda^{2n}({}^{A+1}Z), \quad (2)$$

где

$$\delta B_\Lambda^n({}^{A+1}Z) = B_\Lambda({}^{A+1}Z) - B_\Lambda({}^AZ),$$

$$\delta B_\Lambda^{2n}({}^{A+1}Z) = B_\Lambda({}^{A+1}Z) - B_\Lambda({}^{A-1}Z).$$

Поскольку энергия связи гиперона в гиперядрах, вообще говоря, растет с увеличением массового числа A , характеристики $\delta B_\Lambda^{n,2n}({}^{A+1}Z)$ принимают положительное значение и несут физический смысл количественной оценки связывающей способности Λ -гиперона. Таким образом, даже если энергия отделения нейтрона(ов) в исходном ядре отрицательна, при добавлении Λ -гиперона может образоваться связанное гиперядро с $S_{n,2n}({}^{A+1}Z) > 0$.

$$V_{\Lambda N}(\mathbf{r}_N, \mathbf{r}_\Lambda) = t_0^\Lambda (1 + x_0^\Lambda P_\sigma) \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) + \frac{1}{2} t_1^\Lambda [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) + \mathbf{k}^2 \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda)] + t_2^\Lambda \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) \mathbf{k} + i W_0^\Lambda \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}_N - \mathbf{r}_\Lambda) \cdot (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}).$$

Здесь t_i , x_0 и W_0 — параметры нуклон-нуклонного взаимодействия; t_i^Λ , x_0^Λ и W_0^Λ — параметры гиперон-нуклонного взаимодействия; \mathbf{k} — оператор импульса относительного движения; P_σ — оператор перестановки спинов; $\boldsymbol{\sigma}$ — спиновые матрицы Паули.

В данной работе используются следующие параметризаии, подобранные исходя из различных экспериментальных данных о ядрах и гиперядрах:

Во всех расчетах энергии отделения нейтронов в нуклонных остовах (а также энергия связи гиперона $B_\Lambda({}^7_\Lambda \text{He})$) были взяты из экспериментальных данных [26] ([27]), остальные величины рассчитывались в подходе Скирма–Хартри–Фока.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

Начнем с проверки гиперядра ${}^8_\Lambda \text{He}$. Найденная в эмульсионных экспериментах энергия связи гиперона в данном гиперядре составляет $B_\Lambda = 7.16 \pm 0.70$ МэВ [27]. Проведенные нами расчеты со всеми указанными параметризациями сил Скирма согласуются с данным значением, и полученная оценка для энергии отделения нейтрона при использовании соотношения (1) $S_n > 0$. Модель, таким образом, верно описывает данное гиперядро как связанное.

Условием существования связанного ${}^{11}_\Lambda \text{He}$ является положительное значение энергии отделения двух нейтронов:

$$S_{2n}({}^{11}_\Lambda \text{He}) = S_{2n}({}^{10} \text{He}) + \delta B_\Lambda^{2n}({}^{11}_\Lambda \text{He}),$$

$$\delta B_\Lambda^{2n}({}^{11}_\Lambda \text{He}) = B_\Lambda({}^{11}_\Lambda \text{He}) - B_\Lambda({}^9_\Lambda \text{He}).$$

Здесь $S_{2n}({}^{10} \text{He}) = -1.44 \pm 0.09$ МэВ, $B_\Lambda({}^{11}_\Lambda \text{He})$ и $B_\Lambda({}^9_\Lambda \text{He})$ были рассчитаны в подходе Скирма–Хартри–Фока.

На рис. 1 приведена энергия отделения двух нейтронов ${}^{11}_\Lambda \text{He}$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядре ${}^{11}_\Lambda \text{B}$ для различных параметризаций NN- и ΛN -взаимодействий. $B_\Lambda({}^{11}_\Lambda \text{B})$ рассматривалась для того, чтобы понять, насколько точны оценки энергии связи Λ -гиперона, которые мы рассчитывали. То есть чем ближе расчеты к экспериментальному коридору, соответствующему $B_\Lambda({}^{11}_\Lambda \text{B})_{exp} = (10.24 \pm 0.05)$ МэВ [27], тем достовернее описание. В случае с $S_{2n}({}^{11}_\Lambda \text{He})$ ни

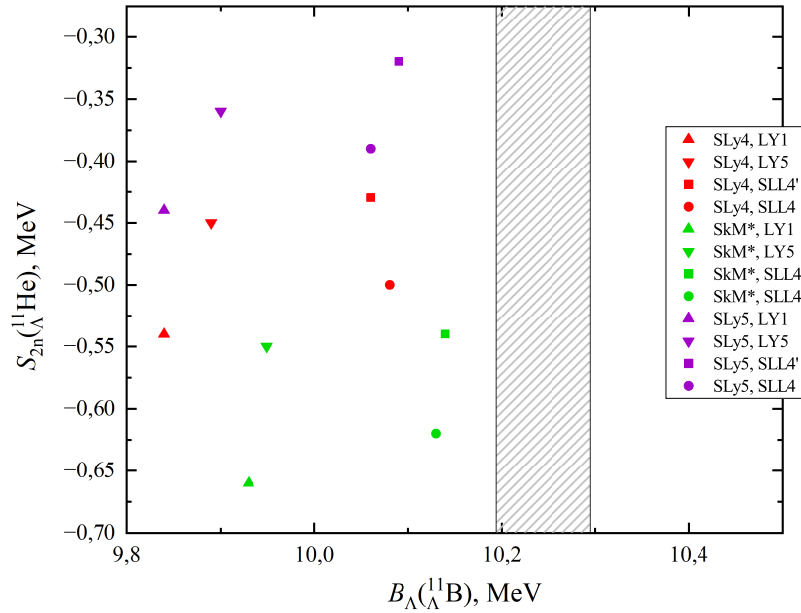


Рис. 1. Энергия отделения двух нейтронов $S_{2n}({}^{\Lambda}\text{He})$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядре $B_{\Lambda}({}^{\Lambda}\text{B})$ для различных параметризаций NN- и ΛN -взаимодействий. Штриховкой обозначен коридор, который соответствует экспериментальным значениям энергии связи Λ -гиперона в данном гиперядре

одна точка не вошла в область экспериментальных значений, при этом значения энергии отделения двух нейтронов оказались отрицательными. Это говорит о том, что ${}^{\Lambda}\text{He}$ не связан.

Условием существования связанного ${}^{\Lambda}\text{Li}$ является положительное значение энергии отделения одного нейтрона:

$$S_n({}^{\Lambda}\text{Li}) = S_n({}^{10}\text{Li}) + \delta B_{\Lambda}^n({}^{\Lambda}\text{Li}),$$

$$\delta B_{\Lambda}^n({}^{\Lambda}\text{Li}) = B_{\Lambda}({}^{\Lambda}\text{Li}) - B_{\Lambda}({}^{10}\text{Li}).$$

Здесь $S_n({}^{\Lambda}\text{Li}) = -0.026 \pm 0.013$ МэВ, $B_{\Lambda}({}^{\Lambda}\text{Li})$ и $B_{\Lambda}({}^{10}\text{Li})$ были рассчитаны в подходе Скирма–Хартри–Фока.

На рис. 2 приведена энергия отделения одного нейтрона ${}^{\Lambda}\text{Li}$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядре ${}^{\Lambda}\text{B}$ для различных параметризаций NN- и ΛN -взаимодействий. Наилучшие совпадения с экспериментальными данными $B_{\Lambda}({}^{\Lambda}\text{B})_{exp} = (10.24 \pm 0.05)$ МэВ [27] дают SkIII+SLL4', SkIII+SLL4. Поведение данного соотношения указывает на то, что $S_n({}^{\Lambda}\text{Li}) > 0$, то есть мы можем ожидать, что ${}^{\Lambda}\text{Li}$ связан.

Ещё раз отметим, что для определения энергии отделения нейтронов по соотношениям (1), (2) необходимо рассчитывать энергию связи гиперона в двух гиперядрах, одно из которых в силу постановки задачи харак-

теризуется несвязанным остовом. Расчет энергии связи гиперона данного ядра возможен лишь в тех случаях, когда при выбранном взаимодействии нуклонный остов оказывается связанным. Несомненно, данная особенность пересвязывания легких ядер является одним из существенных недостатков подхода Скирма–Хартри–Фока, играя, тем не менее, ключевую роль при использовании формул (1) и (2). Мы обращаем внимание, что пересвязывание нуклонных остовов не приводит к ухудшению оценок для энергии связи гиперонов в гиперядрах. В тех же случаях, когда выбранные взаимодействия не приводили к связыванию нуклонного остова, использование данных формул переставало быть возможным (примером являются взаимодействия SkIII и SL230a для гиперядра ${}^{\Lambda}\text{He}$, рис. 1).

В таблице приведены значения энергий отделения нейтронов в ядрах и диапазон оценок дополнительной энергии связи δB_{Λ} , возникающей при добавлении гиперона, полученный для различных комбинаций NN и ΛN -сил.

Из результатов расчетов можно видеть, что, поскольку значения δB_{Λ} превышают абсолютную величину энергии отделения нейтрона, гиперядра ${}^{\Lambda}\text{He}$ и ${}^{\Lambda}\text{Li}$ становятся связанными. В случае ${}^{\Lambda}\text{He}$ и ${}^{\Lambda}\text{Li}$ добавление гиперона не приводит к связыванию ядра. Более того, стоит добавить, что связанность ${}^{\Lambda}\text{He}$ экспериментально показана, что также дополнительно подтверждает достоверность наших расчётов.

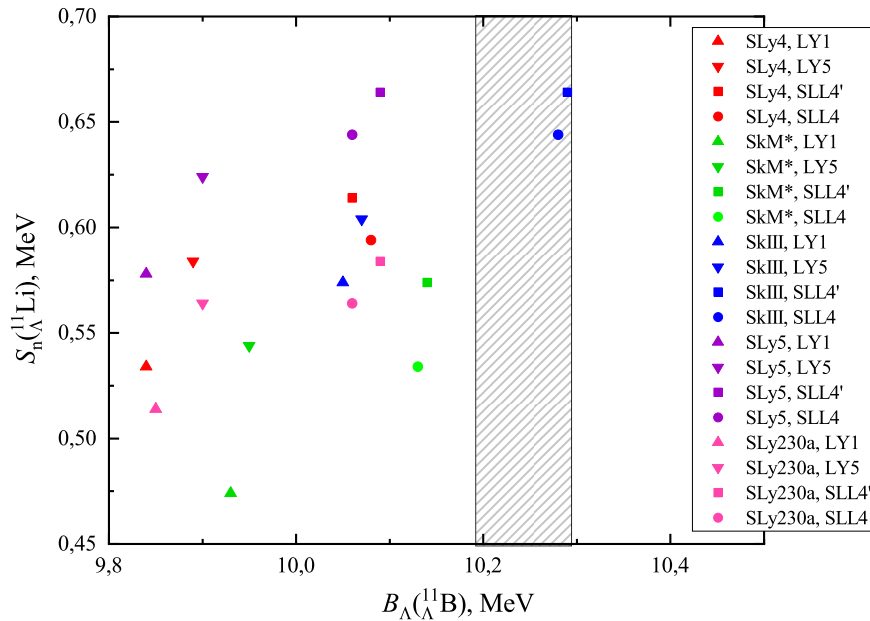


Рис. 2. Энергия отделения одного нейтрона $S_n(^{11}\text{Li})$ в зависимости от энергии связи Λ -гиперона в ядре $B_\Lambda(^{11}\text{B})$ для различных параметризаций NN- и ΛN -взаимодействий

Таблица. Энергия отделения нейтрона S_n или двух нейтронов S_{2n} в нейтрон-избыточных ядрах и гиперядрах гелия и лития, а также разность энергий связи гиперонов δB_Λ

Изотоп	S_n или S_{2n} , МэВ [26]	δB_Λ , МэВ	S_n или S_{2n} в гиперядре, МэВ
^7He	$S_n = -0.41 \pm 0.008$	$0.97 \div 1.62$	$S_n = 0.56 \div 1.21$
^9He	$S_n = -1.25 \pm 0.05$	$0.41 \div 0.57$	$S_n = -0.84 \div -0.68$
^{10}Li	$S_n = -0.026 \pm 0.013$	$0.50 \div 0.69$	$S_n = 0.47 \div 0.66$
^{10}He	$S_{2n} = -1.44 \pm 0.09$	$0.78 \div 1.12$	$S_{2n} = -0.66 \div -0.32$

[1] *Tretyakova T.Yu., Lanskoj D.E.* // Eur. Phys. Jour. A. **5**. 391. (1999).
 [2] *Dalitz R.H., Levi Setti R.* // Nuov. Cim. **30**. 489. (1963).
 [3] *Majling L., Gmuca S.* // Phys. At. Nucl. **70**. 1611. (2007).
 [4] *Jolos R.V., Majling L., Majlingova O.* // Phys. At. Nucl. **79**. 987. (2016).
 [5] *Agnello M., Benussi L., Bertani M.* et al. // Phys. Rev. Lett. **108**. 042501. (2012).
 [6] *Davis D.H., Pniewsky J.* // Contemp. Phys. **27**. 91. (1986).
 [7] *Saha K.* et al. // Phys. Rev. Lett. **94**. 052502. (2005).
 [8] *Rappold C., Lypez-Fidalgo J.* // Phys. Rev. C. **94**. 044616. (2016).
 [9] *Botvina A., Bleicher M., Pochodzalla J.* et al. // Eur.Phys. J. A. **52**. 242. (2016).
 [10] *Saito T.R.* et al. // Nucl. Phys. A. **954**. 199. (2016).
 [11] *Wirth R., Roth R.* // Physics Letters B. **779**. 336. (2018).
 [12] *Myo T., Hiyama E.* // Phys. Rev. C. **107**. 054302. (2023).
 [13] *Zhou X.-R., Polls A., Schulze H.-J.* et al. // Phys. Rev. C. **78**. 054306. (2008).
 [14] *Lanskoj D.E., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu.* // Eur. Phys. Jour. A. **58**. 203. (2022).
 [15] *Kornilova A.S., Sidorov S.V., Lanskoj D.E.* et al. //Phys. Part. Nucl. Lett. **20**. 1142. (2023).
 [16] *Vautherin D., Brink. D.M.* // Phys. Rev. C. **5**. 626. (1972).
 [17] *Rayet M.* // Nucl. Phys. A. **367**. 381. (1981).
 [18] *Schulze H.J., Hiyama E.* // Phys. Rev. C. **90**. 047301. (2014).
 [19] *Lanskoj D., Yamamoto Y.* // Phys. Rev. C. **55**. 2330. (1997).
 [20] *Zhang Y., Sagawa H., Hiyama E.* // Phys. Rev. C. **103**. 034321. (2021).
 [21] *Chabanat E., Bonche P., Haense I.* et al. // Nucl. Phys.

- A. **635**. 231 (1998).
[22] *Bartel J.* et al. // Nucl. Phys. A. **386**. 79. (1982).
[23] *Chabanat E., Bonche P., Haensel P.* et al. // Nucl. Phys. A. **627**. 710. (1997).
[24] *Beiner M.* et al. // Nucl. Phys. A. **238**. 29. (1975).
[25] *Sidorov S.V., Lanskoj D.E., Tretyakova T.Yu.* // Phys. Part. Nucl. **53**. 415. (2022).
[26] *Wang M.* et al. // Chinese Phys. C. **45**. 030003. (2021).
[27] *Gal A., Hungerford E.V., Millener D.J.* // Rev. Mod Phys. **88**. 035004. (2016).

Light hypernuclei near the neutron drip line

A.S. Kornilova^{1,a}, S.V. Sidorov^{1,2}, D.E. Lanskoj¹, T.Yu. Tretyakova^{1,2}

¹ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

² D.V. Skobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

E-mail: ^akornilova.as18@physics.msu.ru

Addition of a Λ -hyperon to non-strange nuclei can result in an increase of binding energy and formation of bound hypernuclei with unbound nucleon cores, effectively shifting the nucleon drip lines on the hypernuclear chart. The structure of light neutron-rich hypernuclei is treated within the Hartree–Fock approach with potentials in the Skyrme form. We show that nuclei ^{10}Li is likely bound by a Λ -hyperon, while adding the hyperon to ^9He and ^{10}He does not bind them.

PACS: 21.80.+a, 21.60.Jz, 13.75.Ev.

Keywords: neutron-rich hypernuclei, hyperon-nucleon interaction.

Received 14 January 2024.

Сведения об авторах

1. Корнилова Анастасия Саидуллоевна — студент; e-mail: kornilova.as18@physics.msu.ru.
2. Сидоров Семён Владимирович — вед. инженер; e-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru.
3. Ланской Дмитрий Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: lanskoj@sinp.msu.ru.
4. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.