

ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

РЕАКЦИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА

${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ И ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$

С.К. Сахиев

НИИЭТФ Казахского национального университета им. аль-Фараби, г. Алматы

В данной работе в рамках формализма радиационного захвата рассчитаны сечения реакций ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$, которые играют важную роль в ядерной астрофизике. При этом использованы волновые функции нестабильных ядер ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{C}$ в трехкластерных моделях, предложенных нами ранее.

Выбор реакций радиационного захвата обусловлен несколькими причинами. Во-первых, структура гамильтониана взаимодействия нуклонов с электромагнитным полем хорошо известна, что снимает проблемы, с которыми приходится сталкиваться, когда процесс обусловлен только сильным полем. Во-вторых, нет необходимости учитывать воздействие сильного поля на испущенную частицу – в данном случае фотон. В-третьих, величина сечения определяется только поведением ВФ связанных состояний в асимптотической области.

Также интерес к процессам с участием ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^9\text{Li}$ обусловлен одной из основных проблем ядерной астрофизики, связанной с вопросами об источниках солнечной энергии и энергии звезд на всех стадиях их развития. Не менее интересны природа происхождения и образования химических элементов и объяснения их относительной распространенности [1].

Формализм прямого радиационного захвата

По определению выражение для дифференциального сечения имеет следующий вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{V_i}{v_{in}} \frac{2\pi}{\hbar} \langle f | W_- | i \rangle^2 \frac{V_f}{(2\pi)^3} \frac{q^2}{\hbar c}. \quad (1)$$

Разлагая гамильтониан электромагнитного перехода по мультиполям, а также учитывая, что при низких энергиях ($qr \ll 1$) справедливо длинноволновое приближение, и после интегрирования по угловым координатам фотона получаем выражение матричного элемента для перехода между начальным состоянием i и конечным состоянием f :

$$\langle f 1_j | H | i \rangle^* \langle f 1_j | H | i \rangle = \left(\frac{2\pi\hbar c}{q} \right) \frac{1}{V_f} \sum_{lm} (2\pi(2l+1)) \frac{4\pi}{2l+1} \{ \lambda T_{lm}^M(q) + T_{lm}^E(q) \} \{ \lambda T_{lm}^{+M}(q) + T_{lm}^{+E}(q) \} \quad (2)$$

Здесь введены обозначения

$\langle f 1_j | H | i \rangle = \langle f | W_- | i \rangle$ - оператор для однофотонного захвата,

$T_{lm}^E(q)$, $T_{lm}^M(q)$ - операторы потенциала электрического и магнитного излучения мультипольности l .

Подставляя последнее (2) уравнение в (1), получим окончательное выражение. Ввиду громоздкости расчетной формулы здесь мы приведем в качестве примера выражение для E1-перехода

$$\begin{aligned}
\langle H(E1) \rangle &= \sum_L i^L \sqrt{4\pi(2L+1)} \times \\
&\times \sum_S C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{S_i M_i} \sum_J C_{L, 0 S_i M_i}^{J_i M_i} \left(\frac{2\pi\hbar c}{q} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{V_f}} \sum_m (-i)^1 D_{m\lambda}^{*1}(\varphi, \theta, 0) \sqrt{4\pi q} \times \\
&\times \left[Z_1 \left(\frac{m_2 + m_3}{m_1 + m_2 + m_3} \right) + (Z_2 + Z_3) \left(\frac{m_1}{m_1 + m_2 + m_3} \right) \right] \times \\
&\times \sum_{\lambda_f L_f S_f} \int x^2 dx y^2 dy \Phi(x, y) y \frac{1}{ky} \chi_{LSJ}(k, y) \times \\
&\times \sum_{j_1 j_2} \Pi_{\lambda_f j_1 j_2} \begin{Bmatrix} \lambda & l_f & L_f \\ S_t & S_n & S_f \\ J_1 & J_2 & J_f \end{Bmatrix} \\
&\times \int d\hat{x} d\hat{y} \left\{ \left\{ x^\lambda Y_\lambda(x) \otimes \chi_t \right\}_{j_1} \otimes \left\{ y^{l_f} Y_{l_f}(y) \otimes \chi_n \right\}_{j_2} \right\}_{J_f M_f} Y_{lm}(\hat{y}) \left\{ Y_L(\hat{y}) \otimes \left\{ \psi_{j_1}(\vec{x}) \otimes \psi_{j_2} \right\}_S \right\}_{JM}
\end{aligned}$$

Расчеты сечений реакций ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$

Потенциал взаимодействия системы n - ${}^7\text{Li}$ вычислялся в рамках кластерной модели свертки [2], где ядро ${}^7\text{Li}$ рассматривается как двухкластерная система α - t , находящаяся в основном состоянии.

В качестве парных потенциалов системы n - α и n - t использовались потенциалы гауссовой формы из работ [3;4] с теми же параметрами, что и используемые для расчетов ВФ ядер ${}^8\text{Li}$ - ${}^8\text{B}$.

Искаженная волна в представлении спина канала имеет вид

$$\chi^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) \psi_{j_1 m_1} \psi_{j_2 m_2} = \frac{1}{kr} \sum_L i^L \sqrt{4\pi(2L+1)} \sum_S C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{SM} \sum_J C_{LOS M}^{JM} \chi_{LSJ}(k, r) \left\{ Y_L(\hat{r}) \otimes \left\{ \psi_{j_1} \otimes \psi_{j_2} \right\}_S \right\}_{JM}$$

Для описания выходного канала нами была использована волновая функция ядра ${}^8\text{Li}$ в трехкластерной модели [5]. Причем межкластерные взаимодействия выбирались в той же форме, что и в фолдинг-модели.

Очевидным преимуществом нашей модели является тот факт, что в асимптотической области волновая функция ближе к действительному поведению по сравнению с ММО. И не требуется привлечение R – матричного метода для уточнения асимптотики радиальной волновой функции.

Результаты расчетов

Результаты расчета энергетической зависимости полного сечения реакции ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ представлены на рис.1. Расчет охватывает значительный энергетический интервал от 10^{-3} эВ до 1 МэВ [6]. Доминирующим механизмом в этой энергетической области является прямой захват s -нейтрона в состояния непрерывного спектра с последующим $E1$ -излучением электрических дипольных γ -квантов. В расчетах не учитывался резонансный вклад захвата p -нейтронов с возбуждением уровня ядра ${}^8\text{Li}$ с квантовыми числами $J^\pi, T=3^+, 1$. Для захвата s -нейтронов отсутствуют как центробежный, так и кулоновский барьеры и сечение процесса

резко возрастает при уменьшении энергии от нескольких микробарн при энергиях порядка 1 МэВ до 12 миллибарн при энергии 5×10^{-3} эВ. Приведенный на рис.1 расчет удовлетворительно воспроизводит энергетическую зависимость полного сечения во всей энергетической области. Отметим, что теоретическая кривая охватывает широкую область величиной в 9 порядков по энергии и почти 5 порядков по сечению!

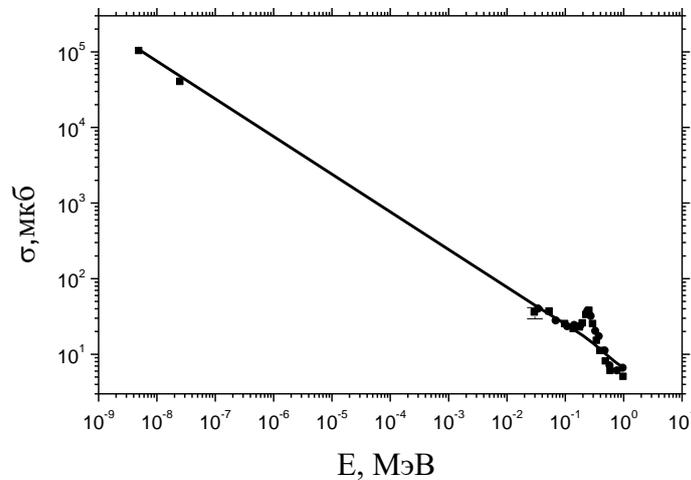


Рис. 1. - Энергетическая зависимость полных сечений реакции ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$.
Экспериментальные данные из работы [7]

Используя эти данные, нами также рассчитана полная скорость реакции $N_A \langle \sigma v \rangle$. Усреднение производилось по максвелловскому распределению нейтронов при температуре $kT=25$ кэВ. На рис. 2 сплошной линией представлен наш расчет скорости реакции в зависимости от энергии нейтронов в единицах $T_9=10^9$ К (1 МэВ=1,16 T_{10}). Точечная кривая - расчет из работы [7]. Наша кривая лежит значительно выше и ближе к результату работы Фаулера [8], на основе которой и был получен вывод о возможности объяснения распространенности *CNO*-элементов в нестандартной модели, то есть о значительном вкладе в образование тяжелых элементов нейтронного канала, начинающегося с реакции ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$.

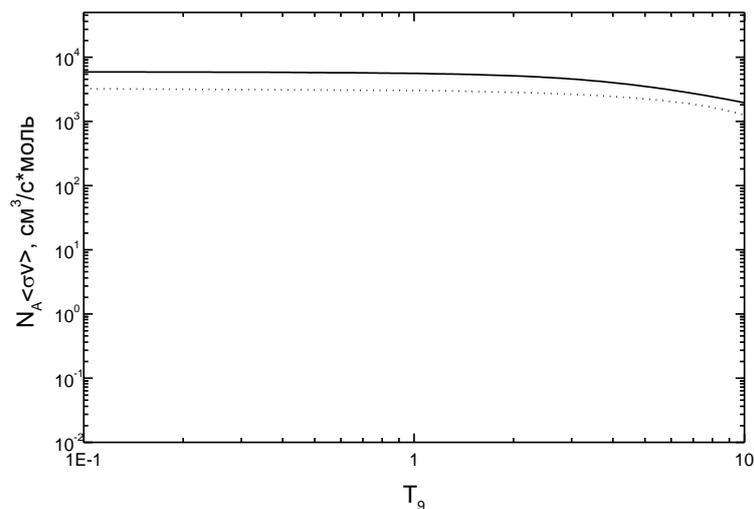
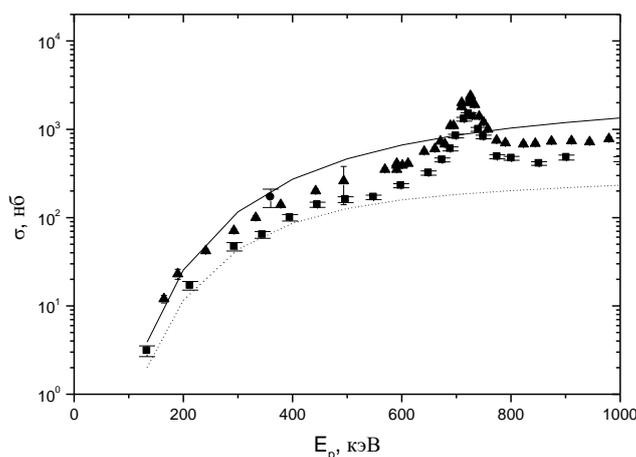


Рис. 2 - Зависимость усредненных скоростей $N_A \langle \sigma v \rangle$ от энергии налетающих нейтронов

Зависимость полного сечения реакции ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ от энергии представлена на рис.3. Расчет охватывает значительный энергетический интервал от 170 кэВ до 1 МэВ [9]. Приведенный расчет удовлетворительно воспроизводит энергетическую зависимость полного сечения во всей энергетической области. Следует отметить, что экспериментальные точки [10-12] лежат между кривыми с неучетом и учетом D -волны. Из вычисленного сечения был оценен астрофизический S -фактор реакции ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$. Экстраполировав эти данные параболой, получили следующее значение S -фактора $S(0)=26$ эВ·барн. Полученное значение S -фактора очень близко к значению $S(0)=28,8\div 29,8$ эВ·барн из работы [9] (см. таблицу 1). Как видно из таблицы, имеется значительный разброс в определении S -фактора данной реакции [8-14].



Сплошная кривая – теоретическое сечение с учетом D -волны, пунктир - теоретическое сечение с неучетом D -волны. Экспериментальные данные из работ [10-12]

Рисунок 3. - Энергетическая зависимость полных сечений реакции ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$

Таблица 1 - Сравнение рассчитанных значений астрофизического S -фактора

№	Метод определения	$S(0)$, эВ·барн
1.	${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ [8]	$21,4\pm 0,5(\text{exp})\pm 0,6(\text{th})$
2.	${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ [9]	$22,1\pm 0,7$
3.	${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ [10]	$22,3\pm 0,7(\text{exp})\pm 0,5(\text{th})$
4.	${}^{208}\text{Pb}({}^8\text{B},p){}^7\text{Be}$ [11]	$18,6\pm 1,2\pm 1,0$
5.	${}^{10}\text{B}({}^7\text{Be},{}^8\text{B}){}^9\text{Be}$ [12]	$17,3\pm 1,8$
6.	МРГ [13]	29,45
7.	МРГ [14]	27,00
8.	Настоящая работа	26,00

Оценка характеристик реакций ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$

Характеристики реакций ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$, необходимые для оценки соответствующих скоростей реакций, не могут быть определены прямыми экспериментальными измерениями. Бета-нестабильные ядра ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ имеют период распада менее 1 секунды, поэтому создание соответствующих мишеней технически не осуществимо в ближайшее время.

Наиболее родственным процессом к реакции фоторасщепления является реакция кулоновского развала. В данном процессе ядро, взаимодействуя с кулоновским полем тяжелого ядра, испытывает развал в двухчастичный канал. Структура матричного элемента реакции кулоновского развала пропорциональна матричному элементу реакции фоторасщепления. Поэтому сечения, полученные на основе реакции кулоновского развала, называют сечениями с использованием виртуальных фотонов, тогда как фоторасщепление называют сечениями с использованием реальных фотонов. В нашем случае сечение реакции $^{208}\text{Pb}(^9\text{Li}, n+^8\text{Li})^{208}\text{Pb}$ позволяет оценить сечение реакции $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$. Однако данные, полученные на основе виртуальных фотонов, определены лишь в трех точках с большими ошибками как по абсолютной величине, так и по энергии [15;16].

Таким образом, по реакции $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ имеются лишь данные, полученные из косвенных реакций с большими неопределенностями, которые были названы верхней оценкой данных сечений.

Аналогичные рассуждения касаются реакции $^8\text{B}(p, \gamma)^9\text{C}$. Однако в данном случае для оценки сечения был использован асимптотический нормировочный коэффициент, полученный из реакции $^2\text{H}(^8\text{B}, ^9\text{C})n$. Возможно, в дальнейшем данные сечения могут быть определены с помощью метода троянского коня, но для его применения необходимо, чтоб один спектроскопический канал доминировал. В нашем случае это, конечно, канал $^9\text{C} \rightarrow ^8\text{B} + p$.

Для оценки сечения в работе Мора [17] был использован стандартный метод прямого радиационного захвата. Волновая функция связанного состояния и состояния рассеяния генерировались в фолдинг-потенциале, глубина которого подгонялась под длину рассеяния нейтронов и под связанное состояние. В наших расчетах использована модель прямого захвата. Причем в качестве волновой функции связанного состояния были использованы трехчастичные волновые функции в модели $^7\text{Li}-n-n$. А волновая функция рассеяния генерировались в кластерном фолдинг-потенциале $n-(^7\text{Li}-n)$.

С использованием полученных ВФ ядра ^9Li , а также ВФ состояния рассеяния были проведены расчеты реакций радиационного захвата $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$. Как видно из рис. 4, результаты расчетов полных сечений на порядок ниже верхних экспериментальных оценок данной реакции работы [16]. Для данных из работы [15] это различие несущественно.

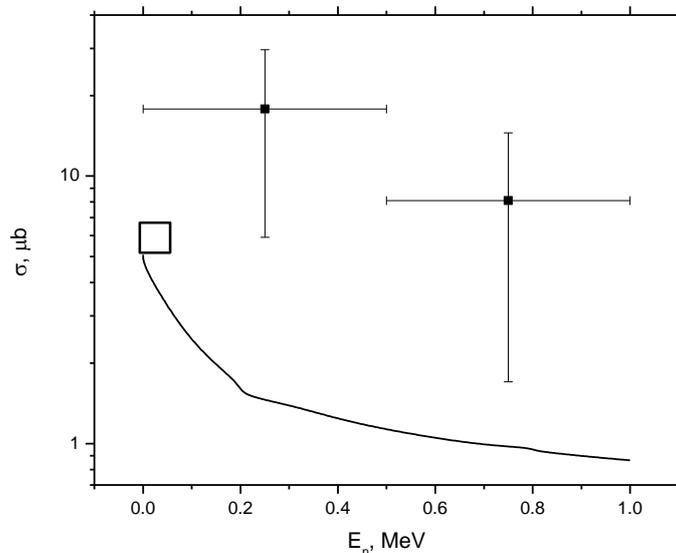


Рисунок 4 - Сравнение теоретических сечений реакции $^8\text{Li}(n, \gamma)^9\text{Li}$ с экспериментальными данными, полученными в реакциях с виртуальными фотонами

С чем может быть связано данное отличие? Во-первых, в качестве экспериментальных оценок приводятся данные, полученные из пересчета сечений с виртуальными фотонами. В данном случае предполагается, что в начальном и конечном канале взаимодействуют только кулоновские части потенциалов. Некоторые расчетные программы достаточно грубо учитывают взаимодействие в начальном и конечном каналах. Свидетельством тому является использование плоских волн в качестве волновых функций входного и выходного каналов. Во-вторых, в области энергий $E=0\div 1$ МэВ возможно сильное влияние резонансов. Они, в свою очередь, в случае большого разброса по энергии сглаживают зависимость сечений по энергии. В энергетическом спектре ядра ${}^9\text{Li}$ имеются уровни при энергиях $E=4,296$ МэВ ($\Gamma=60\pm 45$ кэВ) и $E=5,38$ МэВ ($\Gamma=600\pm 100$ кэВ) (двухчастичный порог $E=4,063$ МэВ). Причем квантовые числа уровней, а также их Γ_γ фотонные ширины достоверно не определены.

Таким образом, наши расчеты не противоречат грубым экспериментальным оценкам, что говорит о применимости полученных трехчастичных волновых функции ядра ${}^9\text{Li}$ в трехчастичной модели ${}^7\text{Li}-n-n$ для описания динамических характеристик.

Соответствующие расчеты с применением трехчастичных волновых функции в модели $\alpha-t-nn$ показали, что сечения реакции ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ на три порядка меньше экспериментальных оценок.

Литература

1. Nuclei in the Cosmos / ed. H. Oberhummer, Berlin: Springer - Verlag, 1991. 467 с.
2. Сахиев С.К.: Расчет потенциалов взаимодействия частиц с ядрами в кластерной фолдинг-модели // Вестник Национальной инженерной академии РК, 2005, №1(15), с. 87-91.
3. Buck B., Dover C.B., Vary J.P. Simple potential model for cluster states in light nuclei // Phys. Rev. - 1975. - V. C11, N.5. - P. 1803 - 1821.
4. Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В. Электромагнитные эффекты в легких ядрах и потенциальная кластерная модель // ЭЧАЯ. -1997. - Т.28, №6. - С. 1529 - 1594.
5. С.К. Сахиев, М.А. Жусупов, Сагиндыков Ш.Ш. Учет тензорных сил в трехчастичном расчете ядра ${}^8\text{Li}$ // Изв. РАН, сер.физ. 2006, т.70, №2, с.240-242.
6. Жусупов М.А., Сагиндыков Ш.Ш. Исследование реакции ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ при низкой энергии. // Изв. РАН. Сер.физ. - 2002. - Т. 66, №3. - С. 392 - 395.
7. Heil M., Kappeler F., Wiescher M., Mengoni A. The (n,γ) cross section of ${}^7\text{Li}$ // The Astrophys. Journal. - 1998. - V. 507. - P. 997 - 1002.
8. Wiescher M. et al. ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ – trigger reaction to a primordial r-process? // The Astrophys. Journal. - 1989. - V.344. - P. 464 - 470.
9. A. M. Mukhamedzhanov et al. The ${}^{14}\text{N}({}^7\text{Be},{}^8\text{B}){}^{13}\text{C}$ reaction and the ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ S factor // Phys. Rev. - 1999. – V. C60, –p.055803. - 5 p.
10. L. Trache et al/ Asymptotic Normalization Coefficient of ${}^8\text{B}$ from Breakup Reactions and the S_{17} Astrophysical Factor // Phys. Rev. Lett. - 2001. - V.87. - p. 271102.- 4 p.
11. N. Iwasa et al. Measurement of the Coulomb Dissociation of ${}^8\text{B}$ at 254 MeV /nucleon and the ${}^8\text{B}$ Solar Neutrino Flux // Phys. Rev. Lett. -1999.- V.83, p. 2910 - 2913.
12. F. Schümann et al. Coulomb Dissociation of ${}^8\text{B}$ and the Low-Energy Cross Section of the ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ Solar Fusion Reaction // Phys. Rev. Lett. -2003. - V.90. - p. 232501. - 4 p.
13. Davids, S. Typel Electromagnetic dissociation of ${}^8\text{B}$ and the astrophysical S factor for ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ // Phys. Rev. - 2003. - C 68 .- p.045802. - 7 p.
14. P. Descouvemont Reanalysis of the ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ S factor in a microscopic model // Phys. Rev. - 2004.- V. C70. - p.065802. - 10 p.
15. G. Ewald, W. Nörtershäuser, A. Dax, et.al. Nuclear Charge Radii of ${}^8,9\text{Li}$ Determined by Laser Spectroscopy // Phys. Rev. Lett. -2005. -V. 94. –P.039901

16. Y. Suzuki, G. Lovas and K.Varga. Study of Light Exotic Nuclei with a Stochastic Variation Method — Application to Lithium Isotopes // Progr. Theor. Phys. Suppl. -2002. -V.146. - P. 413.

17. Mohr Low-Energy Direct Capture in the ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ and ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$ Reactions // arXiv:nucl-th/0304071 v1 22 Apr 2003.

**${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ ЖӘНЕ ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$
РАДИАЦИАЛЫҚ ЖҰТУ РЕАКЦИЯЛАРЫ**

С.Қ. Сахиев

Ядролық астрофизикадағы маңызды рөлі бар ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ және ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$ реакцияларының толық қималары радиациялық жұту формализімін пайдалана отырып есептелген. Есептеу нәтижелерінде алдыңғы жұмыстарымыздағы ұсынылған ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{Li}$ және ${}^9\text{C}$ тұрақсыз ядроларының үш кластерлі модельдерінде анықталған толқындық функцияларымыз пайдаланылған.

**${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$, ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ AND ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$
REACTIONS OF RADIATING CAPTURE**

S. Sakhiev

The given thesis introduces the calculations on the sections of a formalism of radiating capture cuts of ${}^7\text{Li}(n,\gamma){}^8\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, ${}^8\text{Li}(n,\gamma){}^9\text{Li}$ and ${}^8\text{B}(p,\gamma){}^9\text{C}$ reactions which are essential for nuclear astrophysics. Thus wave functions of ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{Li}$ и ${}^9\text{C}$ non stable nuclear in three cluster models we have viewed earlier.