

# ИЗМЕНЕНИЕ СООТНОШЕНИЯ ВЕТВЕЙ РАСПАДА ОКОЛОПОРОВОГО РЕЗОНАНСА ${}^7\text{Li}^*(7.45 \text{ МэВ})$ ПОД ВЛИЯНИЕМ КУЛОНОВСКОГО ПОЛЯ СОПУТСТВУЮЩЕЙ $\alpha$ -ЧАСТИЦЫ В РЕАКЦИИ ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha) {}^7\text{Li}^*$

**И.А. Тырас**

*Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,  
г. Обнинск*



Изучено влияние кулоновского поля сопутствующих продуктов реакции на изменение соотношения ветвей распада двухфрагментного околопорогового резонанса, образующегося в конечном состоянии трехчастичных ядерных реакций на примере реакции  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha) {}^7\text{Li}^*$  с образованием резонанса  ${}^7\text{Li}^*(7.45 \text{ МэВ})$  при  $E_\alpha = 27.2 \text{ МэВ}$ .

## ВВЕДЕНИЕ

Ядерные реакции, в конечном состоянии которых образуются наряду с другими ядрами группы фрагментов в резонансном состоянии, играют важную роль как в ядерной физике, так и в ядерной энергетике. В первом случае такие реакции используются как источник спектроскопической информации о резонансных состояниях ядер и модах их распада [1]. Во втором случае такие реакции необходимо учитывать как дополнительные каналы образования протонов, ядер гелия и т.д. при изучении характеристик ускорительно-управляемых и гибридных систем [2].

Важной особенностью реакций упомянутого типа является то, что распад резонанса не является изолированным, а происходит в электромагнитном и ядерном полях сопутствующих продуктов реакции. В нерелятивистских столкновениях особую роль играют дальнодействующие кулоновские силы, которые могут изменять местоположение пика и форму резонансной кривой [3]. В релятивистской области возможно изменение скорости распада, например,  $\beta$ -распада, когда значение напряженности магнитного поля приближается к критическому (так

называемому швингеровскому) полю  $H_c = \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar} = 4.4 \cdot 10^{13} \text{ Э}$  [4]. Отметим, что по-

добное значение напряженности магнитного поля возникает при нецентральной столкновении тяжелых ионов, в течение ультракороткого времени и в микрообъеме или в световой волне современных лазеров [4].

В настоящей работе рассматривается еще один возможный эффект влияния кулоновского поля сопутствующих продуктов реакции на двухфрагментный ядерный резонанс: изменение соотношения ветвей распада резонанса. Упомянутый

эффект обсуждался ранее [3, 5, 6] и лишь недавно был обнаружен в реакции  $\alpha + {}^7\text{Li}$  при  $E_\alpha = 27.2$  МэВ с образованием резонанса при  $E^* = 7.45$  МэВ с последующим распадом по каналам  $\alpha + t$  и  $n + {}^6\text{Li}$  [7].

### ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Будем рассматривать ядерную реакцию с образованием трех нерелятивистских фрагментов, два из которых (2 и 3) образуют резонансную пару. На первом этапе все фрагменты будем считать бесспиновыми, учет спина будет осуществлен позднее. Если бы отсутствовало влияние кулоновского поля частицы 1 на резонанс (23)\* (т.е. волновая функция конечного канала реакции в системе центра масс имела бы вид

$$\psi_f(\vec{r}_{23}, \vec{p}_1) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{i\vec{p}_1 \vec{p}_1} \langle \vec{r}_{23} | \omega_{23}^- | \vec{k}_{23} \rangle,$$

где  $\vec{r}_{23}$  и  $\vec{p}_1$  – координаты Якоби,  $\vec{p}_1$  и  $\vec{k}_{23}$  – сопряженные импульсы,  $\omega_{23}^-$  – волновой оператор кулоновского рассеяния пары 23), амплитуда процесса могла бы быть записана в приближении Мигдала-Ватсона [6]

$$T(\vec{k}_{23}, \vec{p}_1) = \sum \frac{Y_{lm}(\vec{k}_{23}) \chi(k_{23})}{E^c - \frac{p_1^2}{2n_{1,23}} - z_R} B_m(\vec{p}_1) + T_{\text{фон}}(\vec{k}_{23}, \vec{p}_1). \quad (1)$$

В (1)  $z_R = E_R - i\frac{\Gamma}{2}$  – комплексная энергия резонанса в паре 23;  $l$  – орбитальный

момент резонанса;  $\chi$  – вершинная функция распада резонанса;  $B_m(\vec{p}_1)$  – амплитуда образования резонанса в состоянии с магнитным квантовым числом  $m$ ,  $E^c$  – кинетическая энергия фрагментов в системе центра масс;  $n_{1,23}$  – приведенная масса системы «резонанс – сопутствующая частица».

Важной особенностью ядерных реакций с образованием резонансных состояний легких ядер  ${}^5\text{He}$ ,  ${}^5\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^8\text{Be}$ , установленной экспериментально, является слабое влияние фоновой амплитуды на форму резонансной кривой, описываемой

резонансным пропагатором  $P_R = \left( E^c - \frac{p_1^2}{2n_{1,23}} - z_R \right)^{-1}$ , т.к. обычно предполагается, что

функцию  $B_m(\vec{p}_1)$  в окрестности резонанса можно аппроксимировать постоянными. В случае околороговых резонансов на сечение реакции влияет зависимость как от энергии ширины распада (или одной из ее парциальных компонент  $\Gamma_i$ ), так и от энергии вершинной функции распада  $\chi_i$ . На поверхности энергии, когда

$E^c = \frac{p_1^2}{2n_{1,23}} + \frac{k_{23}^2}{2\mu_{23}}$  ( $\mu_{23} = \frac{m_2 m_3}{m_2 + m_3}$  – приведенная масса пары 23), парциальная ширина дается формулой [3,8]

$$\Gamma_i = \pi \mu_{23} k_{23} |\chi_i(k_{23})|^2, \quad (k_{23} = \sqrt{2\mu_{23} E_{23}}), \quad (2)$$

так что энергетическая зависимость парциальной ширины распада задается, помимо кинематического фактора  $k$ , пороговым поведением вершинной функции.

Для перенесения основных положений модели Мигдала-Ватсона на случай, когда влиянием кулоновского поля сопутствующего фрагмента нельзя пренебречь, как было показано в [6], необходимо реализовать следующую процедуру [3].

1. Заменить свободный резонансный пропагатор  $P_R$  на кулоновский пропагатор  $P_R^c$ , удовлетворяющий уравнению Липпмана-Швингера

$$P_R^c(z_{23}) = P_R(z_{23}) + P_R(z_{23})V_{1,23}^c P_R^c(z_{23}), \quad (3)$$

где кулоновский потенциал  $V_{1,23}^c$  имеет вид  $\frac{Q_1(Q_2+Q_3)}{\rho_1}$  ( $Q_i$  – заряд  $i$ -го фрагмента),

$$z_{23} = E^c - z_R.$$

2. Заменить волновую функцию  $\psi_f$  трехчастичной кулоновской волновой функцией  $\psi_c^-(\vec{r}_{23}\vec{p}_1)$ .

Для выделения резонансной части амплитуды рассматриваемого процесса удобно воспользоваться методом эффективных зарядов Петеркопа [9]

$$\psi_c^-(\vec{r}_{23}\vec{p}_1) = \langle \vec{r}_{23} | \omega_{23}^- | \vec{k}_{23} \rangle \langle \vec{p}_1 | \omega_{1,23}^- | \vec{p}_1 \rangle + G^c(E - i0) (V_{12}^c + V_{13}^c - U_{1,23}^c) \omega_{23}^- \omega_{1,23}^- | \vec{k}_{23}\vec{p}_1 \rangle. \quad (4)$$

В (4)  $V_{ij}^c = \frac{Q_i Q_j}{r_{ij}}$ , а кулоновский потенциал  $U_{1,23}^c$  имеет вид  $\frac{\lambda_{1,23}}{\rho_3}$ , где «эффектив-

ный» заряд  $\lambda_{1,23} = \frac{(\eta_{12} + \eta_{13})\rho_1}{n_{1,23}}$  и  $\eta_{ij} = \frac{Q_i Q_j \mu_{ij}}{k_{ij}}$  – кулоновский параметр для пары  $ij$ ,

$k_{ij}$  – импульс в паре  $ij$ ,  $G^c(z)$  – кулоновская функция Грина выходного канала реакции. При этом выясняется, что второе слагаемое в правой части соотношения (4) не дает вклада в резонансную часть амплитуды процесса. Тогда вместо формулы (1) приближения Мигдала-Ватсона возникает приближение вида

$$T_R(\vec{k}_{23}\vec{p}_1) = \sum_m Y_{lm}(\vec{k}_{23}) \chi(k_{23}) I_m, \quad (5)$$

где

$$I_m = \langle \vec{p}_1 | \omega_{1,23}^- P_{23}^c(z_{23}) | B_m \rangle, \quad (5')$$

индекс  $R$  относится к резонансной части амплитуды.

Таким образом, за резонансное поведение амплитуды (5) отвечает матричный элемент  $I_m$ . Аппроксимируя функции  $B_m$  подходящими константами  $\tilde{B}_m$  и переходя в координатное представление, получим

$$I_m = (2\pi)^{3/2} \int d\vec{p} \cdot \langle \vec{p}_1 | \omega_{1,23}^- | \vec{p} \rangle \langle \vec{p} | P_{23}^c(z_{23}) | 0 \rangle \cdot \tilde{B}_m. \quad (6)$$

Матричный элемент  $\langle \vec{r} | P_{23}^c(z_{23}) | 0 \rangle$  задается формулой Мейкснера [6]

$$\langle \vec{p} | P_{23}^c(z_{23}) | 0 \rangle = -\frac{n_{1,23}}{2\pi\rho} \Gamma(1 + iv) W_{-iv, \frac{1}{2}}(-2ik_R \rho),$$

где  $k_R = \sqrt{2n_{1,23}z_{23}}$ ,  $v = \frac{\lambda_{1,23}n_{1,23}}{k_R}$ .

Для вычисления матричного элемента (6) воспользуемся вторым резольвентным тождеством

$$P_{23}^c(z_{23}) = g_{1,23}^c(z_{23}) + g_{1,23}^c(z_{23})(V_{1,23}^c - U_{1,23}^c)P_{23}^c(z_{23}). \quad (7)$$

Тогда, используя интегральное представление для функции Уиттекера и формулу Нордсика [10], получим

$$I_m = \frac{e^{-\frac{\pi}{2}\eta} \Gamma(1 + i\eta) \tilde{B}_m}{E^c - \frac{p_1^2}{2n_{1,23}} - z_R} \left( 1 + \frac{4ik_R}{(p_1 + k_R)^2} \left( \frac{\alpha n_{1,23}}{k_R} - \eta \frac{p_1}{k_R} \right) e^{\pi\eta} \cdot \int_0^1 dx \frac{x^{iv}}{(\varepsilon - x)^{1+i\eta} (1 - \varepsilon x)^{1-i\eta}} \right), \quad (8)$$

где параметр  $\varepsilon = \frac{p_1 - k_R}{p_1 + k_R}$ . Отметим, что при выводе формулы (8) переменная  $t$  ( $0 \leq t < \infty$ ) в интегральном представлении функции Уиттекера была заменена на  $x$  с помощью подстановки  $t = \frac{x}{1-x}$ .

В типичной экспериментальной ситуации, в частности в случае резонансов, удаленных от порога, параметр  $\varepsilon$  является малым. Тогда, записывая  $(1-\varepsilon x)^{1-i\eta} \approx 1$  (что дополнительно требует выполнения условия  $|\eta\varepsilon| \ll 1$ ), получим

$$\int_0^1 dx \frac{x^{iv}}{(\varepsilon - x)^{1+i\eta}} = \frac{\Gamma(1+iv)}{\Gamma(2+iv)} {}_2F_1\left(1+i\eta, 1+iv; 2+iv; \frac{1}{\varepsilon}\right) \cdot \varepsilon^{-1-i\eta}.$$

На последнем этапе преобразуем функцию Гаусса  $z$  в функцию параметра  $z^{-1}$  и, заменяя выражение  $\frac{\alpha n_{1,23}}{k_R} - \eta \frac{p_1}{k_R}$  на  $v - \eta$  (что приводит к переопределению  $T_{\text{фон}}$ ), получим

$$I_m = \frac{e^{-\frac{\pi}{2}\eta} \Gamma(1+i\eta) \tilde{B}_m}{E^c - \frac{p_1^2}{2n_{1,23}} - z_R} \times \left( 1 + \frac{\Gamma(1+i\eta-i\nu)\Gamma(1+iv)}{\Gamma(1+i\eta)} (-\varepsilon)^{iv-i\eta} - {}_2F_1(1+i\eta, i\eta-i\nu; 1+i\eta-i\nu; \varepsilon) \right). \quad (9)$$

В силу малости параметра  $\varepsilon$  последнее слагаемое в (9) близко к 1, так что

$$I_m = \frac{\tilde{B}_m}{E^c - \frac{p_1^2}{2n_{1,23}} - z_R} \left( \frac{p_1 - k_R}{p_1 + k_R} \right)^{i\xi} e^{-\frac{\pi}{2}\xi} \Gamma(1+i\xi) e^{\frac{\pi}{2}v} \Gamma(1+iv) + O(\varepsilon), \quad (10)$$

( $\xi = \eta - v$ ).

Параметризация (10) была получена ранее в [3] при использовании дополнительных упрощающих предположений (эйкональное приближение в [11], приближенное выражение Меркурьева-Редмонда для трехчастичной волновой функции и приближение нулевого радиуса действия в паре 23 [3], приближенное выражение для матричного элемента  $\langle \vec{p}_1 | P_{23}^c(z_{23}) | B_m \rangle$  в [12]).

В случае околопороговых резонансов (параметр  $\varepsilon$ , по-прежнему, предполагается малым) параметризация остается справедливой. В этом случае параметр  $\varepsilon$  рассчитывается для величины истинной комплексной энергии резонанса (т.е. полюса полной функции Грина подсистемы 23 на нефизическом листе), тогда как в резонансном пропагаторе величина  $\Gamma$  уже зависит от парной энергии. Если же параметр  $\varepsilon$  не мал, необходимо использовать общую параметризацию (8). Последняя ситуация характерна для околопороговых резонансов, параметры которых удовлетворяют соотношениям

$$E^c \sim E_R \sim \Gamma.$$

Параметризация (10) приводит к следующему выражению для квадрата амплитуды рассматриваемого процесса:

$$\begin{aligned} & \left| T_R(\vec{k}_{23}\vec{p}_1, \vec{p}_0, E+i0) \right|^2 = \\ & = e^{-\pi(\eta-v_1)} \left| \Gamma(1+i\eta-iv_1-iv_2) \right|^2 \frac{e^{2(\eta-v_1) \cdot \arctg\left(\frac{2}{\Gamma}(E_R-E_{23})\right)} \left| \chi_{23}(\vec{k}_{23}) \right|^2 \left| \tilde{t}_0(\vec{p}_1) \right|^2}{\left( (E_{23}-E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^{-v_2} \left( (E_{23}-E_R)^2 + \frac{\Gamma^2(k_{23})}{4} \right)}, \quad (11) \end{aligned}$$

где кулоновский параметр  $v$  представлен в виде  $v = v_1 - iv_2$ . Анализ полученной параметризации (11) выполнен в работах [3, 5, 11], где было показано, что местоположение и форма резонансной кривой сильно зависят от кинематики в конечном состоянии реакции – кривая становится ассиметричной, местоположение резонанса может сдвигаться в сторону больших ( $\eta-v_1 < 0$ ) или меньших ( $\eta-v_1 > 0$ ) значений энергии, кривая может сужаться или уширяться, причем уширение может наблюдаться как для околороговых резонансов, так и для резонансов, находящихся далеко от порога, в то время как сужение резонансной кривой характерно только для околороговых резонансов.

### ИЗМЕНЕНИЕ СООТНОШЕНИЯ ВЕТВЕЙ РАСПАДА НЕИЗОЛИРОВАННОГО ДВУХФРАГМЕНТНОГО ЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСА

Вероятность распада двухфрагментного ядерного резонанса, образующегося в трехчастичном конечном состоянии ядерной реакции, по одному из каналов определяется как площадь под резонансной кривой [7, 15]:

$$W_i = \int \frac{d^2\sigma_i}{dE_\alpha d\Omega_\alpha} dE_\alpha = \int \left( \frac{32\pi^4 n}{p_0} (E_\alpha E_{23})^{\frac{1}{2}} (m_\alpha \mu_{23})^{\frac{3}{2}} \int d\Omega_{23} \left| T(\vec{k}_{23}\vec{p}_1, \vec{p}_0, E+i0) \right|^2 \right) dE_\alpha. \quad (12)$$

Если влиянием силового поля сопутствующей резонансу частицы (которой в (12) присвоен индекс  $\alpha$ ) можно пренебречь, то использование при определении дифференциального сечения реакции приближения Мигдала-Ватсона дает

$$\frac{W_i}{W_j} = \frac{\Gamma_i}{\Gamma_j}. \quad (13)$$

К аналогичному результату приводит и представление амплитуды реакции в виде (10) при условии, что резонанс не является околороговым, и кулоновский параметр  $\xi$  слабо зависит от кинематических переменных в окрестности резонанса. Последнее означает, что наиболее вероятным кандидатом для поиска эффекта изменения соотношения ветвей распада являются околороговые резонансы [3].

Рассмотрим околороговый резонанс  ${}^7\text{Li}^*(7.45 \text{ МэВ})$ , образующийся в реакции  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$  при  $E_\alpha = 27.2 \text{ МэВ}$ , который может распадаться по двум каналам:

$$\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + \begin{cases} {}^6\text{Li} + n & \Gamma_n = 118 \text{ кэВ} \\ \alpha + t & \Gamma_\alpha = 36 \text{ кэВ}. \end{cases} \quad (14)$$

Поскольку в рассматриваемой ситуации параметр  $\varepsilon$  мал ( $\varepsilon_n \approx 10^{-5}$ ,  $\varepsilon_\alpha \approx 0.5 \cdot 10^{-5}$ ), будем использовать параметризацию (10).

Учитывая что для резонанса  ${}^7\text{Li}^*(7.45 \text{ МэВ})$   $J^\pi = \frac{5}{2}^- \left( P_{\frac{5}{2}} \right)$  и вводя спиновые переменные, выражение для вычисления квадрата амплитуды рассеяния запишем в виде

$$|T|^2 = \frac{f(\xi)}{(E_{23} - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2(E_{23})}{4}} \times \sum_{lmm MM} (S_{\mu l m} | JM) (S_{\mu l m} | JM') Y_{lm}(\vec{k}_{23}) Y_{lm}^*(\vec{k}_{23}) |\chi(k_{23})|^2 T_{0JM}(\vec{p}_1) T_{0JM'}^*(\vec{p}_1) \quad (15)$$

где  $T_{0JM}(\vec{p}_1)$  – амплитуда образования резонанса в состоянии с квантовыми числами  $JM$ ,  $f(\xi) = \frac{2\pi\xi}{e^{2\pi\xi} - 1} \exp\left(2\xi \cdot \arccos \frac{2(E_R - E_{23})}{\Gamma}\right)$ .

В (15) функция  $f(x)$  зависит только от величины угла между векторами  $\vec{k}_{23}$  и  $\vec{p}_1$ , поэтому ее можно разложить в ряд по сферическим гармоникам

$$f(\xi) = \sum_L \frac{2L+1}{2} f_L P_L(\cos \theta_{1,23}) = 2\pi \sum_{L,\lambda} f_L Y_{L\lambda}(\vec{p}_1) Y_{L\lambda}^*(\vec{k}_{23}). \quad (16)$$

Принимая во внимание вышесказанное и учитывая свойства сферических функций, приходим к выводу, что вклад в сечение дают только члены с четным  $L$ . Поскольку  $f_{2,4} \sim 10^{-6} - 10^{-4} \cdot f_0$ , доминирует первый член разложения  $f_0$ , так что выражение для дважды дифференциального сечения может быть приведено к виду

$$\frac{d^2\sigma_i}{dE_\alpha d\Omega_\alpha} = \frac{32\pi^4 n}{p_0} (E_\alpha E_{23})^{\frac{1}{2}} (m_\alpha \mu_{23})^{\frac{3}{2}} \frac{f_0 \cdot |\chi(k_{23})|^2}{(E_{23} - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2(E_{23})}{4}} \sum_M |T_{0YM}(\vec{p}_1)|^2. \quad (17)$$

Выражения для вершинной функции и ширины резонанса, зависящей от энергии, выбраны в соответствии с требованиями формальной теории резонансов применительно к нейтральным частицам [6,14], а именно,  $\chi(k_{23}) \approx k_{23}^L$ ,  $\Gamma(k_{23}) \approx k_{23}^{2L+1}$ . Расчеты выполнены с помощью математического пакета MathCad 11, энергетический интервал интегрирования резонансных кривых был выбран  $20 \cdot \Gamma$  ( $\Gamma$  – ширина резонанса), погрешность результатов составила 5%.

Вычисленное отношение вероятности распада резонанса  ${}^7\text{Li}^*(7.45 \text{ МэВ})$  по каналу  ${}^6\text{Li} + n$  к полному сечению реакции при  $E_\alpha = 27.2 \text{ МэВ}$  и углах регистрации  $\theta_1 = 44^\circ$ ,  $\varphi_1 = 180^\circ$ ,  $\theta_2 = 38^\circ$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ , выбранных в соответствии с экспериментальными данными работы [7], оказалось равным  $0.59 \pm 0.03$ . Полученное значение существенно отличается от данных бинарных реакций  $(\Gamma_n/\Gamma_{tot}; \sigma_n(E_R)/\sigma_{tot}(E_R) = 0.71$  [16], где  $\sigma_n$  и  $\sigma_{tot}$  – сечение упругого рассеяния и полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами  ${}^6\text{Li}$  при резонансной энергии;  $S_n/(S_n + S_\alpha) \approx 0.74$ , где  $S_n$  – площадь под резонансной кривой в канале  ${}^6\text{Li} + n$ ,  $S_\alpha$  – в канале  $\alpha + t$  бинарной реакции  ${}^6\text{Li} + n$ ) и хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными при исследовании трехчастичных каналов ( $0.56 \pm 0.03$  в [15]).

Следует отметить, что соотношение ветвей распада может существенно меняться при различных энергиях налетающей частицы и при изменении углов регистрации продуктов распада. В качестве примера на рис. 1 приведена зависимость отношения сечения, соответствующего распаду  ${}^7\text{Li}^*(7.45 \text{ МэВ}) \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ , к полному сечению реакции от величины угла регистрации  $\alpha$ -частицы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установленные закономерности неизолированных распадов могут применяться не только для интерпретации экспериментальных данных по реакциям возбуждения и распада резонансных состояний квантовых систем, но и для решения обратной задачи – восстановление параметров двухфрагментного резонанса по дан-

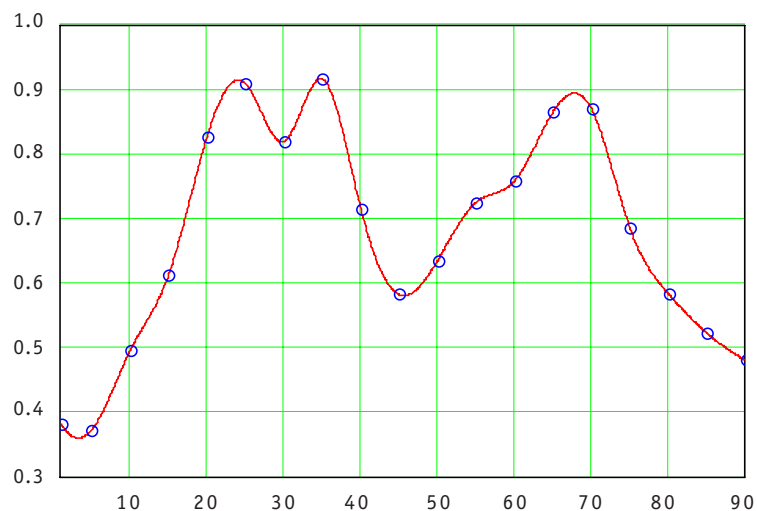


Рис. 1. Зависимость отношения сечения, соответствующего распаду  ${}^7\text{Li}^*(7.45\text{МэВ}) \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ , к полному сечению реакции от величины угла регистрации  $\alpha$ -частицы:  $\varphi_1 = 180^\circ$ ,  $\theta_2 = 38^\circ$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ,  $E_\alpha = 27.2\text{ МэВ}$

ным реакции с образованием в конечном состоянии трех и более частиц. Это особенно важно в случае, когда наблюдение резонанса в бинарных столкновениях представляется затруднительным. Кроме того параметризации типа (8), (10) могут быть полезными при планировании новых экспериментов, в том числе по поиску новых резонансов, а также для предсказания новых эффектов в неизолированных распадах нестабильных квантовых систем.

Обнаруженное на примере возбужденного ядра  ${}^7\text{Li}^*(7.45\text{ МэВ})$  явление изменения соотношения ветвей распада резонанса под влиянием кулоновского поля сопутствующих продуктов реакции в дальнейшем предполагается изучить в реакциях с образованием околороговых состояний легких ядер ( ${}^5\text{He}^*(16.75\text{ МэВ})$ ,  ${}^5\text{Li}(16.6\text{ МэВ})$ ,  ${}^8\text{Be}(22.2\text{ МэВ})$  и др.), в том числе в процессах столкновения тяжелых ионов.

Автор выражает глубокую признательность В.Л. Шаблову и Ю.Н. Павленко за критические замечания и полезные обсуждения.

### Литература

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – М.: Наука, 1972 – 642 с.
2. Велихов Е.П. Гибридный термоядерный реактор ТОКАМАК для производства делящегося топлива и электроэнергии // Атомная энергия. – 1978. – Т. 45. – Вып. 1. – С. 3.
3. Комаров В.В., Попова А.М., Карманов Ф.И., Шаблов В.Л., Немец О.Ф., Павленко Ю.Н., Пугач В.М. Свойства рассеяния двухфрагментных систем, образующихся в многочастичных ядерных реакциях // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1992. – Т. 23. – № 4. – С. 1035-1087.
4. Тернов И.М., Родионов В.Н., Дорофеев О.Ф. Влияние сильного электромагнитного поля на бета-распад // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1989. – Т. 20. – Вып. 1. – С. 51-96.
5. Fazio G., Giarina G., Karmanov F.I., Shablov V.L. Properties of the resonance scattering in two-fragment system formed in many-particle nuclear reactions // International Journal of Modern Physics E. – 1996. – Vol. 5. – P. 175-190.
6. Комаров В.В., Попова А.М., Шаблов В.Л. Динамика систем нескольких квантовых частиц. – М.: Издательство МГУ, 1996. – 335 с.
7. Павленко Ю.Н., Шаблов В.Л., Бондаренко О.С., Горпинич О.К., Добриков В.Н., Дорошко Н.Л., Карлышев Ю.Я., Карманов Ф.И., Кива В.А., Коломиец И.Н., Омельчук С.Е., Осташко В.В., Рознюк Ю.С., Руденко Б.А., Тырас И.А. Пространственные распределения и вероятность распада возбужденного состояния  ${}^7\text{Li}^*(7.45\text{ МэВ})$  в реакции  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha' {}^6\text{Li})n$  // Ядерная физика та енергетика. – 2007. – № 2(20). – С. 65-74.

8. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра. – М.: Мир, 1980 – 502 с.
9. Петеркоп Р.К. Теория ионизации атомов электронным ударом. – Рига: Зинатне, 1975 – 140 с.
10. Nordsieck A. Reduction of an integral in the Theory of Bremsstrahlung // Physical review. – 1954. – Vol. 93. – P. 785-787.
11. Кучиев М.Ю., Шейнерман С.А. Резонансные процессы с тремя заряженными частицами в конечном состоянии // ЖЭТФ. – 1986. – Т. 90. – Вып. 5 – С. 1680-1689.
12. Ашуров А.Р., Зубарев Д.А., Мухамеджанов А.М., Ярмухамедов Р. Реакции с тремя заряженными частицами в конечном состоянии, идущие через резонанс // Ядерная физика. – 1991. – Т. 53. – Вып. 1. – С. 151-161.
13. Arena N., Burno M., Cannata F., Cavallaro Seb., D'Agostino M., Fazio G., Giardina G., Herman M., Italiano A., Lombardi M. Three-body effects in the  ${}^7\text{Li}(\text{d}, \alpha \alpha \text{n})$  reaction // Physical Review C. – 1989. – Vol. 40. – № 1. – P. 55-58.
14. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 260 с.
15. Nemets O.F., Pavlenko Yu.N., Shablov V.L., Karmanov F.I., Kyva V.O., Dobrikov V.N., Gorpinich O.K., Kolomiets I.N., Rudenko B.A., Karlyshev Yu.Y., Voiter A.P., Mazny I.A., Omelchuk S.E., Roznuk Yu.S. Angular correlations and decay branching ratio for excited state of  ${}^7\text{Li}^*$  (7,45 MeV) in reactions  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$  // Nuclear physics and atomic energy. – 2007. – № 1(19). – С. 36-44.
16. Matsuki S. Disintegrations  ${}^7\text{Li}$  and  ${}^6\text{Li}$  by 29.4 MeV  $\alpha$ -particles // Journal of the Physical Society of Japan. – 1968. – Vol. 24. – P. 1203-1223.

Поступила в редакцию 10.11.2008



account of a failure rate, a repair rate, a cost of SPTE and their repair. Also the model helps to compute probability of system unavailability. Calculation for three CPS elements of Bilibino NPP was made.

#### УДК 621.039.556

*Neutron Beam Optimization for Tumor Therapy with Importance Functions use* \V.N. Kononov, A.V. Korobeynikov, V.V. Korobeynikov, O.E. Kononov, N.F. Soloviev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2008. – 11 pages, 8 illustrations. – References, 8 titles.

Calculation study has been carried out to analyze the optimal structure of neutron source for cancer tumor treating. The special approach based on so called importance functions was developed. Optimum energy distribution of a neutron beam for patient radiation depends on a malignant tumor disposition in a patient body. It is necessary to define such a neutron specter which produces the maximal harm for malignant tumor tissue and the minimal for the healthy tissue with dependence of the tumor size and depth disposition. The special approach based on so called importance functions was developed.

#### УДК 621.039.5

*Detection of Fissile Materials in Installations with Pulsed Neutron Sources and Digital Signal Processing* \V.L. Romodanov, I.V. Mukhamadyarov, A.G. Belevitin, V.V. Afanasiev, V.K. Sakharov, D.N. Chernikova; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2008. – 8 pages, 4 illustrations. – References, 7 titles.

Implementation of customs installations for the detection of fissile materials (FM) in baggage is related to one of the basic problems of their revealing, that is when FM are deliberately shielded. In devices with pulsed neutron sources, it is practically impossible to conceal FM with a lead shield; however, in such devices, thermal neutrons are used, and therefore FM can be concealed with shields having large thermal neutron absorption cross-section, for example, those of cadmium. The grounds for the feasibility of a customs FM control installation are given by the results of the experiments under ISTC Project No.596 on detection of  $^{235}\text{U}$  in a model with graphite neutron moderator and digital discrimination of neutrons and photons in a PSD scintillator. The model represented a graphite parallelepiped of  $1300 \times 1300 \times 1200 \text{ mm}^3$  in size with an inner chamber of  $500 \times 500 \times 1200 \text{ mm}^3$ . A FM sample being inspected and a scintillation measuring system with a stilbene crystal were placed inside the chamber. A complex of four experiments was carried out, considering the following cases: uranium present in the model, uranium surrounded with a cadmium shield, the cadmium shield without uranium, and absence of all indicated materials. The analysis of the experimental results has shown the detectability of uranium concealed with a cadmium shield owing to the fission of  $^{235}\text{U}$  on neutrons with energies above the resonance in the cadmium absorption cross-section. These neutrons are present in the graphite model at  $\sim 150$  microseconds after a pulse of fast neutrons from the source. It has been shown that in case of appropriate choice of the energy threshold of FM response detection, it is possible to obtain practically zero photon background, which determines high sensitivity of the installation. Under these conditions, the discrimination of neutrons and photons in the time dependences is possible under loads on the scintillation channel up to  $5 \cdot 10^5$  particles per second. Analysis of the results of the experiment shows that 5-7 s suffice to detect  $\sim 10$  grams of  $^{235}\text{U}$  in a cadmium shield, at a yield of a DD neutron source equal to  $\sim (10^7 - 5 \cdot 10^7)$ .

#### УДК 539.1: 621.039

*The Branching Ratio Change in the Reaction  $^7\text{Li}(\alpha, \alpha)^7\text{Li}^*$  with the Formation of the Near-Threshold  $^7\text{Li}^*(7.45 \text{ MeV})$  Resonance under the Influence of the Coulomb Field of the Accompanying Particle* \I.A. Tyras; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering) – Obninsk, 2008. – 8 pages, 1 illustration. – References, 17 titles.

The influence of the Coulomb field of the accompanying particle on the branching ratio is studied for the case of the near-threshold resonance  $^7\text{Li}^*(7.45 \text{ MeV})$  forming in the reaction  $^7\text{Li}(\alpha, \alpha)^7\text{Li}^*$  at  $E_\alpha = 27.2 \text{ MeV}$ .