

2023/1



ТФ

НИЯУ МИФИ

Ташкентский  
филиал

## АХВОРОТНОМА

ТОШКЕНТ ШАХРИДАГИ «ММФИ» МИЛЛИЙ  
ТАДҚИҚОТ ЯДРО УНИВЕРСИТЕТИ ФИЛИАЛИ  
АХВОРОТНОМАСИ

## ВЕСТНИК

ФИЛИАЛА НАЦИОНАЛЬНОГО  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЯДЕРНОГО  
УНИВЕРСИТЕТА «МИФИ» В ГОРОДЕ ТАШКЕНТ

## BULLETIN

OF THE BRANCH OF NATIONAL  
RESEARCH NUCLEAR UNIVERSITY  
«MEPhI» IN TASHKENT



mephi\_life



ТФ НИЯУ МИФИ



mephi\_uz



mephi.uz

**2023/1**

ISSN 2181-4074



## **АХВОРОТНОМА**

**TOSHKENT SHAHRIDAGI «MMFI» MILLIY  
TADQIQOT YADRO UNIVERSITETI FILIALI  
АХВОРОТНОМАСИ**

---

## **ВЕСТНИК**

**ФИЛИАЛА НАЦИОНАЛЬНОГО  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЯДЕРНОГО  
УНИВЕРСИТЕТА «МИФИ» В ГОРОДЕ ТАШКЕНТ**

---

## **BULLETIN**

**OF THE BRANCH OF NATIONAL  
RESEARCH NUCLEAR UNIVERSITY  
«MPhI» IN TASHKENT**

**Ташкент-2023**

### УЧРЕДИТЕЛЬ:

Филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» в городе Ташкенте.

### НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ «ВЕСТНИК ТФ НИЯУ МИФИ» 1/2023

*Электронный научный журнал «Вестник филиала Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» в городе Ташкент» - периодическое рецензируемое научное издание, публикующее оригинальные статьи и обзоры исследователей и специалистов Узбекистана и зарубежных стран по широкому кругу вопросов в области физики и техники.*

*При использовании материалов, опубликованных в журнале, необходимо указывать, что они взяты из научно-технического журнала «Вестник филиала Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» в городе Ташкенте». Автор несет ответственность за доказательства и информацию, которые представлены в его статье. Все материалы, размещенные в журнале, считаются опубликованными и считаются объектом авторского права.*

### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Ю. А. Маслов – к.т.н, исполняющий обязанности директора ТФ НИЯУ МИФИ

Ш. Ш. Абдукамилов – к.т.н, исполнительный директор ТФ НИЯУ МИФИ

М. О. Халикова – к.т.н, зав.кафедрой

И. И. Садиков – д.т.н. проф., директор ИЯФ АН РУз

М. Ю. Ташметов – д.ф.-м.н., зам.директора ИЯФ АН РУз

С. Б. Игамов – зав.кафедрой, д.ф.-м.н

С. В. Артемов – д.ф.-м.н., проф., вед.науч.сотр. ИЯФ АН РУз

С. А. Байтелесов – д.т.н., вед.науч.сотр. ИЯФ АН РУз

П. Э. Пяк – к.ф.-м.н., зав.кафедрой

Г. Н. Мустафакулова – к.т.н., доцент

А. В. Хугаев – к.ф.-м.н., ст.науч.сотр. ИЯФ АН РУз

А. Кулабдуллаев – к.ф.-м.н., зав.лаб. ИЯФ АН РУз

Э. Н. Цой – к.т.н., доцент



ТФ

НИЯУ МИФИ

MTYU MMFI TF AXBOROTNOMASI  
ВЕСТНИК ТФ НИЯУ МИФИ  
BULLETIN OF NRNU MERNI IT

ВЕСТНИК ФИЛИАЛА НАЦИОНАЛЬНОГО  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЯДЕРНОГО  
УНИВЕРСИТЕТА «МИФИ» В ГОРОДЕ  
ТАШКЕНТ

TOSHKENT SHAHRIDAGI “MMFI” MILLIY  
TADQIQOT YADRO UNIVERSITETI FILIALI  
AXBOROTNOMASI

BULLETIN OF THE BRANCH OF NATIONAL  
RESEARCH NUCLEAR UNIVERSITY MERNI IN  
TASHKENT

МЕСТОНАХОЖДЕНИЕ РЕДАКЦИИ:

100214, г. Ташкент, М.Улугбекский р., пос.Улугбек, ул. Хуросон 1

Телефон: +998 71 231-91-80, +998 71 231-91-57



**АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ S-ФАКТОР РЕАКЦИИ  $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$  ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ**

*Ё.Ё. Исакжонов, С.Б. Игамов*

**5**

**ИНЖЕНЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ ОТ ИЗЛУЧЕНИЯ ЦИКЛОТРОНА TR-30/15 ИНСТИТУТА ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АН РУЗ**

*И.У. Бектемиров, М.А. Каюмов, С.Б. Игамов*

**22**

**НАРУШЕНИЕ ПРАВИЛА ОТБОРА ПО ИЗОСПИНУ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ РЕАКЦИИ**

*М.Х. Абдуназаров, С. Б. Игамов*

**42**

**ОСОБЕННОСТИ И НЕДОСТАТКИ ПРИМЕНЕНИЯ КОБАЛЬТА-60 В МЕДИЦИНЕ**

*Х.Э Газиев*

**53**

**МНОГОКВАНТОВЫЕ ФОТОПРОЦЕССЫ В АТОМАХ И ГОМОЯДЕРНЫХ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛАХ В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ЭЛЛИПТИЧЕСКИ-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

*А.Р. Мальшева, П.Э.Пяк*

**57**

**СЛАБОСВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ НЕЙТРОНОВ В ГРАВИТАЦИОННЫХ ПОЛЯХ**

*М.М. Казиева, А.В. Хугаев*

**61**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ В ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ DIGSILENT POWERFACTORY**

*М.О.Халикова, Э.И. Адхамов*

**67**



**ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ С КОРОТКОЗАМКНУТЫМ  
РОТОРОМ В РЕЖИМЕ ПУСКА**

*Г.Н.Мустафакулова*

**76**

**ПРИМЕНЕНИЕ «УЗБЕКСКОГО ЭЛЕКТРОШОКОВОГО ОРУЖИЯ»  
ПРОТИВ ПОВСТАНЧЕСКИХ БАНДФОРМИРОВАНИЙ И ПРИ  
ПРОВЕДЕНИИ СПЕЦОПЕРАЦИЙ**

*Ж.Х.Рашидов, Ф.С.Хурсанов*

**83**

## Астрофизический S-фактор реакции $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$ при низких энергиях

Ё.Ё. Исакжонов<sup>1)</sup>, С.Б. Игамов<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup>Ташкентский филиал НИЯУ МИФИ. Ташкент, Узбекистан

<sup>2)</sup> Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан

**Аннотация.** Реакция радиационного захвата  $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$  была анализирована в рамках асимптотического метода для того, чтобы определить экстраполяционные значения астрофизического S- фактора в области самых низких, астрофизически важных энергиях. В ходе исследования было показано, что реакция является периферийной. В рамках предложенного метода были получены новые значения асимптотического нормировочного коэффициента АНК ( $5.673 \pm 0.754$ ) и определено значение астрофизического S-фактора равным  $S(0) = 1.36 \pm 0.18$  МэВ нбн. Полученные значения находятся в хорошем согласии с литературными данными.

**Ключевые слова:** реакция радиационного захвата, астрофизический S-фактор, асимптотический нормировочный коэффициент, уравнение Шредингера, длинноволновое приближение, функция Уиттекера, «well-depth» процедура, программный язык Fortran.

### Введение

Одним из актуальных проблем ядерной астрофизики является произвести корректные расчеты скорости реакций радиационного захвата в области астрофизических энергий. Это область энергии соответствует температурам недр звезд, где протекает горения водорода,  $0 < E < 50$  кэВ (миллиарды градусов), или же энергиям потока элементарных частиц космического происхождения. Скорость образования, в свою очередь, зависит от сечения той реакции по которой и рождается данный нуклид. Корректные значения скорости реакций радиационного захвата могут осуществляться только через знания точных данных о значениях сечений

рассматриваемых реакций. В области астрофизических энергий их можно определить только экстраполяционным путем из области прецизионных экспериментальных измерений.

Таким образом, правильная экстраполяция и является важной задачей, решение которой даст ответов многим вопросам астрофизических проблем, например, вопросам корректности Стандартной солнечной модели, или космологической модели Вселенной и т.д.

На сегодняшний день разработано множество различных методов определения сечения реакции радиационного захвата в области низких энергиях. Асимптотический метод и его различные варианты [1-3] замечательно про рекомендовали себя как лучший метод экстраполяции значений астрофизического  $S$  – фактора (величина, связана с сечением реакции через множитель (в тексте дано определение)) из области энергии прецизионных экспериментальный измерений в область астрофизических энергий.

В данной работе мы проводим анализ реакции прямого радиационного захвата  $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$  в рамках асимптотического метода.

Эта реакция представляет особую важность в контексте ядерной астрофизики, поскольку является единственным источником образования изотопа  $^6\text{Li}$  в ранней Вселенной и может решить дефицита нуклида лития. Нашей задачей является определение экспериментальных значений астрофизического АНК из анализа экспериментальных данных по астрофизическому  $S$  – фактора реакции  $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$  при энергиях где были проведены надежные измерения и использовать новые значения АНК для расчета астрофизического  $S$  – фактора в области астрофизических энергий. Иначе говоря, осуществить экстраполяции астрофизического  $S$  – фактора в область астрофизических энергий.

## 1. Асимптотический метод

Асимптотический метод определения значений астрофизического  $S$ -фактора реакции радиационного захвата  $A(a, \gamma)B$  является одним из самых достоверных методов экстраполяции сечения реакции в область астрофизических энергий. Данный метод твердо утвердился в ядерной астрофизике как надежный инструмент экстраполяции астрофизического  $S$  – фактора реакций радиационного захвата  $A(a, \gamma)B$ , которому были посвящены многочисленные работы таких авторов, как Л.Д. Блохинцев, Р. Ярмухамедов, С. Игамов, и др. [1-4].

Основная идея асимптотической теории ядерных реакций  $A(a,\gamma)B$  заключается в том, что в области низких энергий сталкивающиеся частицы  $A$  и  $a$  из-за силы кулоновского отталкивания не могут подойти на сколько близко, чтобы включились в осязаемое ядерное взаимодействие. Результатом такой кинематики реакции будет радиационный захват  $A+a \rightarrow B+\gamma$  с маленьким выходом реакции. Поскольку процесс захвата происходит вне ядерных расстояний, основной вклад в матричный элемент реакции будет давать хвостовая часть радиальной волновой функции связанного состояния. Отсюда следует, что для корректного расчета астрофизического  $S$ -фактора в области низких энергий, нужно чтобы хвост радиальной волновой функции связанного состояния был корректным и по форме поведения на расстоянии и по амплитуде. Последний определяется значением АНК. Таким образом, проблема точного определения значения астрофизического  $S$ -фактора в области низких энергий прямым образом связана с задачей точного определения АНК для рассматриваемого канала реакции.

### 1.1. Формализм

Астрофизический  $S$  – фактор реакции радиационного захвата  $A(a,\gamma)B$  определяется с помощью сечения реакции  $\sigma(E)$  следующим образом:

$$S(E) = Ee^{2\pi\eta}\sigma(E) \quad (1.1)$$

Здесь  $\eta = Z_A Z_a e^2 \mu / k$  - параметр Зоммерфельда для  $A - a$  – рассеяния,  $Z_j e$  – заряд частицы  $j$ ,  $\mu = \frac{m_A m_a}{m_A + m_a}$  – приведенная масса частиц  $A$  и  $a$ ,  $k = \sqrt{2\mu E}$  – импульс относительного движения частиц  $A$  и  $a$ . Вид функции (1.1)

обеспечивает астрофизическому  $S$ -фактору быть монотонно-стабильной функцией в области низких энергий, что позволяет осуществить произвести экстраполяцию сечения реакции из области энергии экспериментальных данных в область нулевых (астрофизически важных) энергий.

Согласно [4,5], матричный элемент рассматриваемой реакции в рамках двух-частичного потенциального подхода в длинноволновом приближении ( $kr \ll 1$ ) можно представить в виде

$$M = \langle \psi_B(\xi_A, \xi_a; \vec{r}) | O(\vec{r}) | \psi_A(\xi_A) \psi_a(\xi_a) \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \rangle \quad (1.2)$$

где  $\psi_A$  и  $\psi_a$ ,  $\psi_B$  - волновые функции соответственно ядер  $A$ ,  $a$  и  $B$ ,  $\xi_i$  -

внутренние координаты  $i$  – го ядра (кластера).  $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$  - волновая функция относительного движения частиц  $A$  и  $a$  в исходном состоянии;  $O(\vec{r})$  - оператор электромагнитного перехода от исходного состояния в конечное ядро  $B$ ,  $\vec{r}$  - радиус-вектор между центрами масс частиц  $A$  и  $a$ .

Для главных электромагнитных переходов -  $E1$ ,  $M1$ ,  $E2$  радиальная часть оператора электромагнитного перехода  $O(\vec{r})$  имеет вид [4,5]:

$$O^{M1}(r) = \frac{1}{kr} [\sin kr + kr \cos(kr)]$$

$$O^{E1}(r) = \frac{3}{(kr)^3} [(kr)^2 - 2] \sin kr + 2kr \cos(kr) r$$

$$O^{E2}(r) = \frac{5}{(kr)^5} [(5(kr)^5 - 12) \sin kr + (12 - (kr)^2) kr \cos(kr)] r^2$$

В случае длинноволнового приближения, когда  $kr \gg 1$ , эти операторы приобретают вид:

$$O^{M1}(r) \approx 1, \quad O^{E1}(r) = r, \quad O^{E2}(r) = r^2 \quad (1.3)$$

Производя интегрирование по внутренним координатам  $\xi_i$  в (1.2), получим:

$$M = \langle I_{Aa}(\vec{r}) | O(\vec{r}) | \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \rangle, \quad (1.4)$$

где  $I_{Aa}(\vec{r})$  - функция перекрытия волновых функций  $\psi_A$  и  $\psi_a$ ,  $\psi_B$ , определяемая как в [6]

$$I_{Aa}(\vec{r}) = N_{Aa}^{1/2} \langle \psi_A(\xi_A) \psi_a(\xi_a) | \psi_B(\xi_A, \xi_a; \vec{r}) \rangle$$

$$= \sum_{l_f \mu_f j_f \nu_f} C_{j_f \nu_f J_A M_A}^{J_B M_B} C_{l_f \mu_f J_a M_a}^{j_f \nu_f} i^{l_f} Y_{l_f \mu_f}(\hat{\vec{r}}) I_{l_f j_f}(r). \quad (1.5)$$

Функция перекрытия, как видно и (1.5), определяет вероятность совместного движения частиц  $A$  и  $a$  в составе конечного ядра  $B$ . Поэтому её иногда заменяют двухчастичной кластерной волновой функцией ядра  $B$ .  $C_{im_j m_j}^{km_k}$  - коэффициент Клебша-Гордона;  $J_i(M_i)$  - спин (его проекция) - частицы  $i$ ;  $j_f, l_f$  - полной угловой и орбитальный моменты конечного состояния, после них стоящие квантовые числа - их проекции;  $Y_{im}$  - сферическая функция,  $\hat{\vec{r}} = \vec{r}/r$  - единичный вектор,  $I_{l_f j_f}(r)$  - радиальная часть функции перекрытия, которая

удовлетворяет системе интегро-дифференциальных уравнений [6];  $N_{Aa}$  - перенормировочный множитель, учитывающий идентичность нуклонов.

Вероятность обнаружения  $(A+a)$  – конфигурации в составе ядра  $B$  с квантовыми числами  $l_f, j_f$  определяется спектроскопическим фактором,  $Z_{l_f j_f}$ , определяемым выражением [6]:

$$Z_{l_f j_f} = \int_0^{\infty} I_{l_f j_f}^2(r) r^2 dr. \quad (1.6)$$

Асимптотическое поведение  $I_{l_f j_f}(r)$  за пределами ядерного взаимодействия, т.е., когда  $r > r^N$ , определяется следующим выражением [6]:

$$I_{l_f j_f}(r) \approx C_{l_f j_f} \frac{W_{-\eta_f, l_f+1/2}(2\kappa r)}{r}, \quad (1.7)$$

где  $W_{\alpha; \beta}(r)$  - функция Уиттекера,  $\kappa = \sqrt{2\mu\varepsilon}$ ,  $\varepsilon$  - энергии связи для  $B=(A+a)$ -конфигурации,  $r^N$  - радиус ядерного взаимодействия,  $C_{l_f j_f}$  - асимптотический нормировочный коэффициент (АНК), определяющий амплитуду «хвоста» радиальной части функции перекрытия вне области ядерного взаимодействия.

АНК связан с ядерной вершинной константой (ЯВК) виртуального  $B \rightarrow A + a$  - распада [6]:

$$G_{l_f j_f} = -i^{l_f + \eta_f} \frac{\sqrt{\pi}}{\mu} C_{l_f j_f} \quad (1.8)$$

ЯВК является матричным элементом виртуального распада  $B \rightarrow A + a$  и совпадает с вершинной функцией, то есть когда все частицы находятся на массовой поверхности. Эта величина для состояния с  $l_f, j_f$  определяется как вычет парциальной амплитуды упругого  $Aa$  – рассеяния в точке  $E = -\varepsilon$ , соответствующей энергии связанного состояния  $B = (A + a)$ :

$$G_{l_f j_f}^2 = \text{res} \langle l_f j_f | M^{J_B}(E) | l_f j_f \rangle_{E = -\varepsilon}.$$

В расчетах в рамках обычной двух-частичной потенциальной модели функция  $I_{l_f j_f}(r)$  может быть аппроксимирована следующим образом:

$$I_{l_f j_f}(r) \approx Z_{l_f j_f}^{1/2} \varphi_{n l_f j_f}(r). \quad (1.9)$$

Здесь  $\varphi_{n l_f j_f}(r)$  - одно частичная волновая функция связанного состояния  $V = A + a$  модели оболочки,  $n$  - число узлов.  $\varphi_{n l_f j_f}(r)$  является решением стационарного радиального уравнения Шредингера для феноменологического потенциала Вудса – Саксона:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \varphi_{n l_f j_f}(r) \right) + \left[ \frac{2\mu}{\hbar^2} (E_n - U_{l_f j_f}(r)) - \frac{l_f(l_f + 1)}{r^2} \right] \varphi_{n l_f j_f}(r) = 0, \quad (1.10)$$

где

$$U_{l_f j_f}(r) = \frac{U_0}{1 + e^{\frac{r_0 - r}{a}}} + \lambda \frac{U_0 e^{\frac{r_0 - r}{a}}}{\left( 1 + e^{\frac{r_0 - r}{a}} \right)^2} \hat{L} \cdot \hat{S} \quad (1.11)$$

Здесь,  $U_0$  - глубина потенциала,  $r_0$  и  $a$  - геометрические параметры потенциала: радиус и диффузность. Первый определяет ширину потенциала, второй - крутизну края потенциала.

Поведение функции  $\varphi_{n l_f j_f}(r)$  в асимптотической области  $r > r^N$  идентично функции  $I_{l_f j_f}(r)$ :

$$\varphi_{n l_f j_f}(r) \approx b_{l_f j_f} \frac{W_{-\eta_f; l_f + 1/2}(2\kappa r)}{r} \quad (1.12)$$

где  $b_{l_f j_f}$  - одночастичная нормировочная константа (ОНК), которая находится в сильной корреляции с геометрическими параметрами потенциала Вудса – Саксона, - радиусом  $r_0$  и диффузностью  $a$ , то есть  $b_{l_f j_f} = b_{l_f j_f}(r_0, a)$ . Нетрудно, с учетом выражений (1.7), (1.9) и (1.12), получить соотношение:

$$C_{l_f j_f} = Z_{l_f j_f}^{1/2} b_{l_f j_f}. \quad (1.13)$$

Тогда выражение (1.1) для астрофизического S- фактора прямого радиационного захвата  $a+A \rightarrow B+\gamma$ , с учетом (1.9) можно выразить следующим образом:

$$S_{l_f j_f}(E) = \frac{C_{l_f j_f}^2}{b_{l_f j_f}^2} \tilde{S}(E, b_{l_f j_f}) \quad (1.14)$$

или

$$C_{l_f j_f}^2 = \frac{S_{l_f j_f}(E)}{\tilde{S}(E, b_{l_f j_f})} b_{l_f j_f}^2 \quad (1.15)$$

Здесь  $\tilde{S}_{l_f j_f}(E)$  - одночастичный астрофизический S – фактор, который таким же образом, как в (1.1) связан с одночастичным полным сечением,  $\tilde{\sigma}(E)$  реакции радиационного захвата  $A+a \rightarrow B+\gamma$ , т.е.

$$\tilde{\sigma}(E) = 8\pi \frac{e^2}{\hbar c} \left( \frac{\mu c^2}{\hbar c} \right) \left( \frac{k_\gamma}{k} \right)^3 \frac{1}{\hat{J}_A \hat{J}_a} \sum_{M_A M_a M_B} |T_{M_A M_a M_B}(E)|^2, \quad (1.16)$$

$$T_{M_A M_a M_B}(E) = \sum_{E\lambda, M1} T_{M_A M_a M_B}^{(E\lambda, M1)}(E) \quad (1.17)$$

Здесь,  $T_{M_A M_a M_B}^{(E\lambda, M1)}$  - матричный элемент процесса, ответственного за электрический ( $E\lambda$ ) радиационный переход с мультиполностью  $\lambda$  и магнитного ( $M1$ ) дипольного перехода. Явный вид матричных элементов выглядит следующим образом [4,7]:

$$T_{M_A M_a M_B}^{E\lambda} = \sum_{l_i j_j} i^{l_i} C_{l_i 0 J_a M_a}^{j_i M_a} C_{j_b M_B - M_A J_A M_A}^{J_B M_B} C_{\lambda \hat{j}_f M_B - M_A}^{j_i M_a} C(E\lambda) \hat{l}_i \hat{l}_f \hat{j}_f \times C_{l_f 0 \lambda 0}^{l_i 0} W(\lambda l_f j_i J_a; l_i j_f) I_{l_f j_f J_B; l_i j_f}^{E\lambda}, \quad (1.18)$$

$$T_{M_A M_a M_B}^{M1} = \sum_{l_i j_j} i^{l_i} \delta \left\{ C_{l_i 0 J_a M_a}^{j_i M_a} C_{j_b M_B - M_A J_A M_A}^{J_B M_B} C_{1 \hat{j}_f M_B - M_A}^{j_i M_a} \times \left[ \mu \left( \frac{Z_A}{m_A^2} + \frac{Z_a}{m_a^2} \right) \hat{l}_f \hat{j}_f \sqrt{l_i(l_i+1)} W(l_i j_i J_a; l_i j_f) \right. \right. \quad (1.19)$$

$$\left. \left. + 2\mu_a (-1)^{j_f - j_i} \hat{J}_a \hat{j}_f \sqrt{J_a(J_a+1)} W(l_i j_i J_a; l_i j_f) \right] - C_{l_i 0 J_a M_a}^{j_i M_a} C_{j_b M_B - M_A J_A M_A}^{J_B M_B} C_{J_A M_B - M_a 1 \delta}^{J_A M_A} \mu_A \delta_{j_i j_f} \sqrt{(J_A+1)/J_A} \right\} \delta_{l_i l_f} I_{l_f j_f J_B; l_i j_j}^{M1},$$

где  $W(abcd;ef)$  - коэффициент Рака,  $\hat{l} = 2l+1$ ,  $\mu_i$  - магнитный момент  $i$ -ой частицы,  $\delta_{ij}$  - символ Кронекера. Как правило, из допустимых правилами отбора значений для  $l_f$  лишь одно дает доминирующий вклад в суммах в выражениях (1.18) и (1.19). Здесь

$$C(E\lambda) = i^\lambda \frac{1}{\hat{\lambda}!!} \sqrt{\frac{\hat{\lambda}(\lambda+1)}{\lambda}} k_\gamma^{\lambda-1} \mu^\lambda \left( \frac{Z_a}{m_a^\lambda} + (-1)^\lambda \frac{Z_A}{m_A^\lambda} \right), \quad (1.20)$$

$$I_{l_f j_f J_B; l_i j_f}^{E\lambda} = \int dr \varphi_{nl_f j_f}(r) r^{\lambda+1} \chi_{l_i j_i}(r), \quad (1.21)$$

$$I_{l_f j_f J_B; l_i j_f}^{M1} = \int dr \varphi_{nl_f j_f}(r) r \chi_{l_i j_i}(r), \quad (1.22)$$

где  $\chi_{l_i j_i}(r)$  - радиальная часть волновой функции  $\psi_k(\vec{r})$  относительного  $A - a$  - движения во входном канале, являющаяся решением уравнения Шредингера

для кулон - ядерного потенциала:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} - U(r) \right) \chi_{l_i j_i}(r) = E \chi_{l_i j_i}(r). \quad (1.23)$$

Здесь  $U(r) = U^N(r) + U^C(r)$ ,  $U^N$  - двухчастичный ядерный потенциал, учитывающий центральное и спин - орбитальное взаимодействия,  $U^C$  - кулоновский потенциал взаимодействия заряженных частиц. При  $r \rightarrow \infty$  функция  $\chi_{l_i j_i}(r)$  переходит в асимптотическое поведение, выражаемое регулярной в нуле и иррегулярной кулоновскими функциями:

$$\chi_{l_i j_i}(r) = F_{l_i}(kr) + tg \delta_{l_i} G_{l_i}(kr) \quad (1.24)$$

Здесь  $\delta$  - кулон - ядерное фазовое смещение. Если в исходном состоянии сталкиваются незаряженные частицы, то функция  $\chi_{l_i j_i}(r)$  будет иметь асимптотику, выражаемую через шаровые функции Ганкеля  $h_{l_i}^{(1)}$  и  $h_{l_i}^{(2)}$ :

$$\chi_{l_i j_i}(r) = h_{l_i}^{(1)}(kr) + tg \delta_{l_i} h_{l_i}^{(2)}(kr), \quad (1.25)$$

где  $\delta$  - ядерный фазовый сдвиг.

Из (1.1), (1.14) – (1.16) видно, что  $\tilde{\sigma}(E)$  совпадает с сечением  $\sigma(E)$  в предположении, что  $Z_{l_f j_f} = 1$ . В этом случае, рассчитанные значения  $\sigma(E)$  ( $\tilde{\sigma}(E)$ ) становятся сильно модельно-зависимыми от вариации свободного параметра  $b_{l_f j_f} = b_{l_f j_f}(r_0, a)$ .

Дело в том, что при очень низких энергиях относительного движения и малом значении энергии связи  $\varepsilon$  для конечного ядра В, процесс радиационного захвата ядром А частицу  $a$ , из-за сильного кулоновского отталкивания между ними, происходит на больших расстояниях  $r$ . Реакция приобретает периферийный характер, ослабевает зависимость матричного элемента (1.2) процесса от ядерного потенциала А – а – взаимодействия. Поведение волновых функций  $\varphi_{nl_f j_f}(r)$  и  $\chi_{l_i i}(r)$ , в основном, будут определяться их асимптотиками (1.12) и (1.24), соответственно. Тогда соотношения (1.14-1.15) можно использовать для получения значения АНК модельно-независимым образом. Последнее подразумевает практическую независимость рассчитываемых значений астрофизического S – фактора от ОНК  $b_{l_f j_f}$ , в том время, когда сама это величина находится в сильной корреляции с геометрическими параметрами потенциала Вудса-Саксона. Математически, эта условия выражается следующим образом [3]:

$$C_{l_f j_f}^2 = \frac{S_{l_f j_f}(E)}{\tilde{S}(E, b_{l_f j_f})} b_{l_f j_f}^2 = const \quad (1.26)$$

для каждого фиксированного значения энергии  $E = E_i$ , где  $i = 1, 2, \dots, N$ , где  $N$  – число экспериментальных точек. Выполнение условия (1.26) позволяет нам, с одной стороны, получить экспериментальные значения АНК для ядра В в (А+а) – конфигурации заменив  $S_{l_f j_f}(E)$  на его экспериментальные значения  $S_{l_f j_f}^{exp}(E)$ , прецизионно измеренные в области самых низких лабораторных энергий. Затем найденные значения АНК  $(C^{exp})^2$  можно использовать в правой стороне уравнения (1.14), для расчета экстраполяционных значений астрофизического S-фактора в области сверхнизких энергий, где экспериментальные данные отсутствуют. Полученные таким образом значения АНК для В→А+а - канала,  $(C^{exp})^2$ , и экстраполяционные значения  $S^{exp}(E)$  в недоступной в лабораторных условиях области значений энергии  $E$  можно рассматривать как косвенно определенные экспериментальные значения АНК и  $S(E)$  при сверхнизких энергиях, в том числе вблизи Гамовского пика и при  $E=0$ .

## 2. Анализ реакции прямого радиационного захвата $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$

$d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$  реакция, при низких энергиях относительного движения  $d$  и  $\alpha$ , обладает преимущественно периферийным характером из-за сильного кулоновского отталкивания между  $\alpha$ -частицей и дейтроном, а также низкой энергии связи ядра  $^6\text{Li}$  ( $\epsilon = 1.475$  МэВ) относительно этого канала. Из-за чего акт прямого радиационного захвата будет совершаться, преимущественно, вне ядерной области. Таким образом, наша реакция должна вполне подходить для анализа в рамках, предлагаемого в предыдущем разделе, асимптотического метода. Заметим, что сечение данного процесса зависит не только от интеграла перекрытия, но и, а также от волновой функции  $\alpha$ - $d$  –рассеяния. В настоящей работе, волновые функции как начального так и конечного (связанного) состояний, чтобы соблюдалась условия самосогласованности, были определены путем решения уравнения Шредингера с одним тем же потенциалом. В качестве такого потенциала был использован двухчастичный феноменологический потенциала Вудса-Саксона, предложенный авторами работы [8,9]. Выбор такого потенциала основан на следующих соображениях: во-первых, форма потенциала оправдана с микроскопической точки зрения подхода, в смысле того, что делает возможным учет принципа Паули между нуклонами  $d$  – и  $\alpha$ - кластеров в  $(d+\alpha)$  - связанной системы без дополнительного введения отталкивающего кора. Такой учет принципа Паули приводит к появлению дополнительного узла для радиальной волновой функции относительного  $d$  -  $\alpha$  - движения в ядре  $^6\text{Li}$ . Во – вторых, этот потенциал в широком диапазоне энергии (до 50 МэВ), прекрасно описывает сдвиг фаз  $d$  -  $\alpha$  - рассеяния и низколежащие связанные состояния, включая ( $3^+, E=0.71$  МэВ) – резонансного состояния. На рисунке 1.

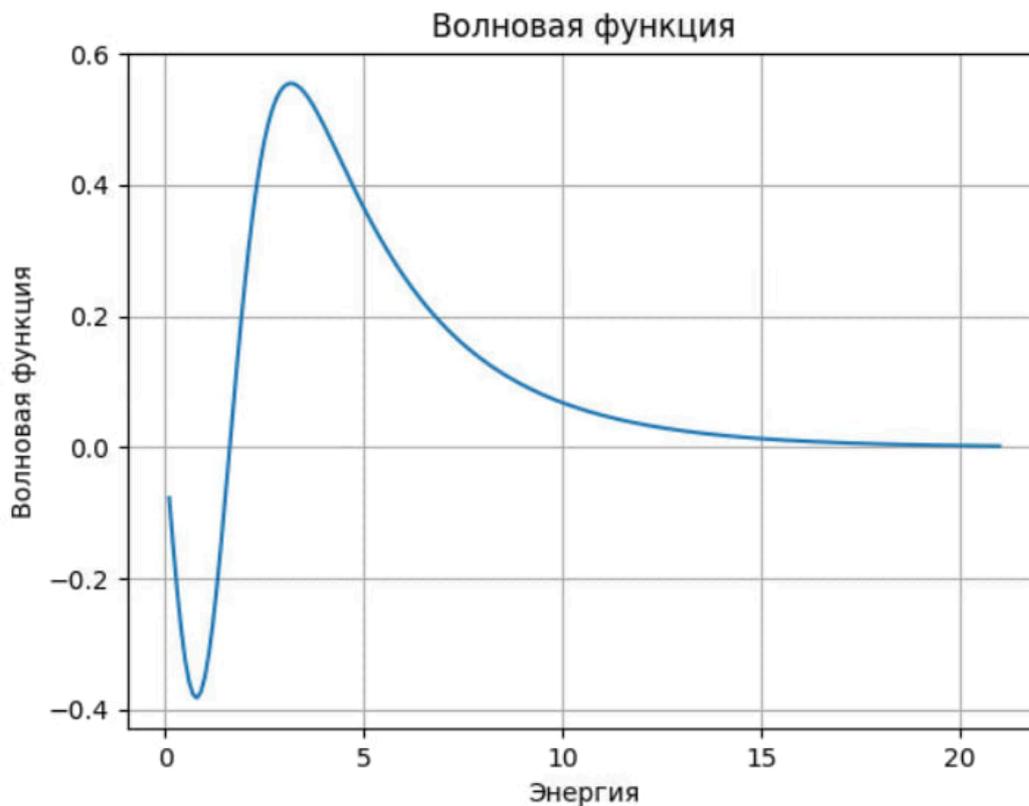


Рисунок 1. Радиальная часть одночастичной волновой функции связанного состояния  ${}^6\text{Li}$  в  $(d+\alpha)$  – конфигурации, рассчитанной с применением потенциала Вудса-Саксона [8,9]. Установленные параметры потенциала:  $U_0=77,3953$  МэВ,  $r_0=1.80$  Фм и  $a=0.71$  Фм лучшим образом восстанавливает энергии связи основного состояния  ${}^6\text{Li}$ , также хорошо устанавливает положение узла.

Приведены результаты расчета волновой функции связанного  $(d+\alpha)$ -состояния. Как видно из рисунка Установленные параметры потенциала:  $U_0=77,3953$ ,  $r_0=1.80$  Фм и  $a=0.71$  Фм лучшим образом восстанавливает энергии связи основного состояния  ${}^6\text{Li}$ , также хорошо устанавливает положение узла.

### 3. Результаты расчетов.

Выражения (1.14), (1.15) и (1.26) были использований в качестве основных соотношений в рамках предлагаемого асимптотического метода

экстраполяции экспериментальных значений астрофизического  $S$  – фактора реакции прямого радиационного захвата  $d(\alpha, \gamma) {}^6\text{Li}$  в область астрофизических энергий.

В качестве экспериментальных данных были использованы данные по астрофизическому  $S$ -фактору из работы [10]. Эти данные считаются самыми лучшими данными в области низких энергий на сегодняшний день. В таблице 1. приведены числовые значения астрофизического  $S$  – фактора реакции  $d(\alpha, \gamma) {}^6\text{Li}$ , примененные для настоящего анализа.

Таблица 1. Значения астрофизического  $S$ -фактора реакции  $d(\alpha, \gamma) {}^6\text{Li}$  из [10], примененные для экстраполяции в область астрофизических энергий в рамках асимптотического метода.

№	$E$ , МэВ	$S^{\text{exp}}(E)$ , МэВ нб
1	0.093	$2.70 \pm 1.6$
2	0.12	$3.60 \pm 1.6$
3	0.133	$4.10 \pm 0.9$
4	0.11	$4.46 \pm 2.2$
5	0.123	$4.64 \pm 1.4$
6	0.15	$8.21 \pm 1.4$
7	0.17	$4.11 \pm 1.1$
8	0.19	$6.61 \pm 1.1$
9	0.21	$6.43 \pm 1.1$
10	0.23	$5.82 \pm 1.1$
11	0.25	$6.96 \pm 1.1$

Первым делом, были определены экспериментальные значения АНК с помощью выражения (1.15) во всех экспериментальных точках по энергии, где, как было упомянуто выше,  $S_{l_f j_f}(E)$  были заменены на его  $S_{l_f j_f}^{\text{exp}}(E)$ .

Расчет одночастичного астрофизического  $S$ -фактора,  $\tilde{S}(E, b_{l_f j_f})$  проводился с учетом  $E1$  и  $E2$  – мультипольных переходов из непрерывного спектра в основное состояния ядра  ${}^6\text{Li}$ . В таблице 2. приведены результаты

расчетов астрофизического S- фактора,  $\tilde{S}(E, b_{l_f j_f})$ . Как можно заметить из таблицы при меньших энергиях вклад радиационного перехода E1 преобладает вклада E2, но с ростом энергии E2 начинает перерастать вклада E1. Эта ситуация является важным моментом, поскольку в многих работах по расчету астрофизического S-фактора при низких энергиях, где не был учтен вклад E1 – перехода, по соображениям функционирования закона отбора по изоспину, были получены неверные результаты в области астрофизических энергий [11-13].

Таблица 2. Результаты расчетов астрофизического S- фактора,  $\tilde{S}(E, b_{l_f j_f})$ .

№	E, МэВ	S(E1)	S(E2)	S(E1+E2)
1	0.0930	3.1565E-01	2.7096E-01	5.8661E-01
2	0.1200	3.4836E-01	3.6542E-01	7.1378E-01
3	0.1330	3.6385E-01	4.1544E-01	7.7929E-01
4	0.1100	3.3633E-01	3.2896E-01	6.6529E-01
5	0.1230	3.5195E-01	3.7670E-01	7.2865E-01
6	0.1500	3.8388E-01	4.8533E-01	8.6921E-01
7	0.1700	4.0712E-01	5.7412E-01	9.8124E-01
8	0.1900	4.3005E-01	6.7014E-01	1.1002E+00
9	0.2100	4.5267E-01	7.7356E-01	1.2262E+00
10	0.2300	4.7501E-01	8.8462E-01	1.3596E+00
11	0.2500	4.9707E-01	1.0036E+00	1.5007E+00

Полученные значения АНК приведены в таблице 2.

Таблица 2. Полученные значения АНК, приведены в таблице 2.

№	E, МэВ	$(C^{\text{exp}})^2, \text{fm}^{-1}$	$\Delta (C^{\text{exp}})^2, \text{fm}^{-1}$	$\langle \text{ANC}^2 \rangle$	standard deviation
1	0.093	4.602717	1.271345	5.673 ±0.754	
2	0.12	5.043571	0.998129		
3	0.133	5.261199	0.503502		
4	0.11	6.710292	1.284851		
5	0.123	6.371866	0.776693		
6	0.15	9.450294	0.534631		
7	0.17	4.185663	0.533711		
8	0.19	6.005399	0.397394		
9	0.21	5.242677	0.381615		
10	0.23	4.281723	0.380841		
11	0.25	4.640694	0.33142		

На рисунке 2. приведены извлеченные значения АНК из анализа экспериментальных данных.

Было установлено среднее значение квадрата АНК равным  $C_{\alpha d}^2 = 5.673 \pm 0.754$  Фм<sup>-1</sup>. Это значение АНК находится в хорошем согласии с данными [1,10]. Заметим, что преимущественно горизонтальное поведение АНК означает, что исследуемую реакцию вполне можно рассмотреть периферийной. С помощью нового значения АНК были рассчитаны экстраполяционные значения астрофизического S-фактора реакции радиационного захвата  $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$  области малых энергий, включая  $E=0$ . На рисунке 3 приведен результат расчетов в виде зависимости астрофизического S-фактора от энергии. Значение астрофизического S-фактора в  $E=0$  было определено равным  $S(0) = 1.36 \pm 0.18$  МэВ нбн. Это значение прекрасно согласуется с литературными данными, как  $S(0) = 1.4$  МэВ нбн [1],  $S(0) = 1.23$  МэВ нбн [14] и сильно отличается с  $S(0) = 0.36$  МэВ нбн [13]. Причиной несогласия с последним является то, что в этой работе не был учтен вклад E1-перехода, как было упомянуто в раньше.

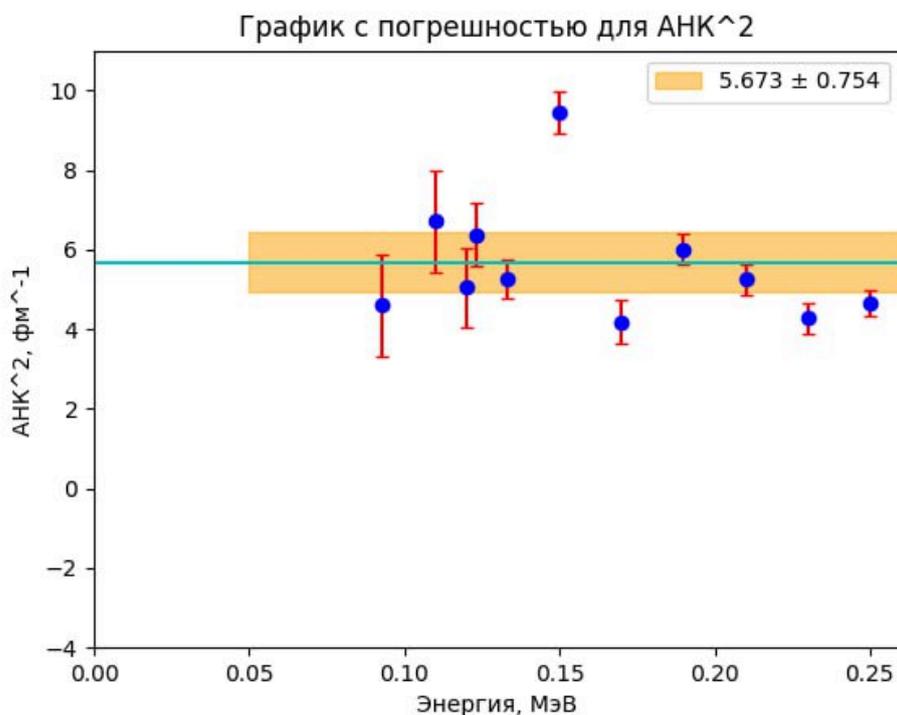


Рисунок 2. Экспериментальные значения АНК, извлеченные из анализа экспериментальных данных [10]. Сплошная линия - усредненное значение АНК, ширина полосы соответствует ошибке среднего значения.

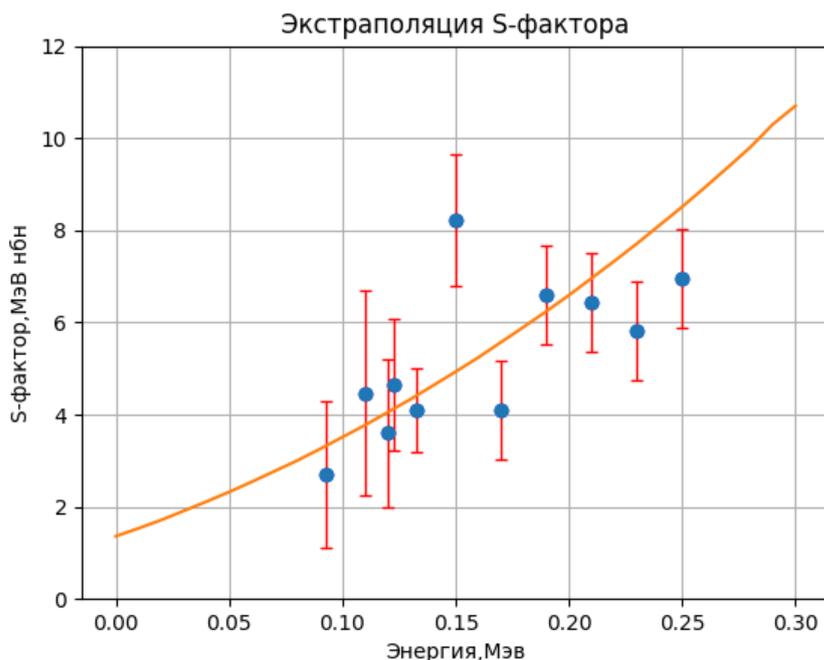


Рисунок 3. Экстраполяционные значения астрофизического S – фактора реакции радиационного захвата  $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$  при астрофизических энергиях. Экспериментальные приведены из работы [10].

### Заключение

Реакция радиационного захвата  $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$  была анализирована в рамках асимптотического метода. В рамках данного метода удалось показать, что исследуемая реакция является периферийной в исследуемой области энергии. С помощью данного метода были извлечены новые значения АНК. Также в рамках данного метода удалось, модельно независимым путем, определить экстраполяционные значения астрофизического S – фактора вплоть до  $E=0$ . Полученные, таким образом, значения астрофизического S – фактора подтвердили данные о реакции  $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ , представленных многими научными центрами. Это говорит о том, что реакция  $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$  не может решением вопроса о дефиците распространённости элемента  $^6\text{Li}$  во Вселенной и о том, что причину надо искать в других ядерных процессах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S.B.Igamov and R.Yarmukhamedov//Analysis of the nuclear astrophysical reaction  $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$ //Physics of Atomic Nuclei Vol 58, No 8,1995,pp 1317 – 1319.
2. S. B. Igamov and R. Yarmukhamedov, Modified two-body potential approach to the peripheral direct capture astrophysical  $a+A \rightarrow B+\gamma$  reaction and asymptotic normalization coefficients //Nucl. Phys. A.-Vol.781(2007).- pp.247-276
3. С.Б. Игамов, Т.М. Турсунмуратов, Р. Ярмухамедов. Ядерные вершинные константы виртуальных распадов  ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$  и  ${}^7\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^3\text{He}$  и ядерно-астрофизические процессы прямых радиационных захватов  $t(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$  и  ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ //Ядерная Физика.- Москва (Россия), 1997.-Том 60, №7.-С.1252-1258.
4. P. Mohr, H. Abele, R. Zwiebel, G. Staudt, H. Krauss, H. Oberhammer, A. Denker, J.W. Hammer and F. Wolf. Alpha scattering and capture reactions in the  $A=7$  system at low energies.//Phys. Rev.C. - American Physical Society,1993. – Vol.48. – pp. 1420.
5. И.Айзенберг и В.Грайнер, Механизмы возбуждения ядра// Атомиздат,1973, 348 с, Гл.4. – С.107-112
6. Л.Д. Блохинцев, И. Борбей, Э.И. Долинский, Ядерная вершинная константа//«Физика элементарных частиц и атомного ядра».-Том 8(1977).-С.1189 - 1245 (1977) (Blokhintsev L.D., Borboli I., Dolinskii E.I.,Nuclear vertex constants //Soviet Journal of Particles and Nuclei.-Москва (Россия),1977.- Vol. 8, № 6.- pp. 485-541.)
7. К.Н. Kim, М.Н. Park, and В.Т. Kim, Radiative capture reaction  ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$  at low energies//Phys. Rev. C. – American Physical Society,1987.- Vol. 35.- pp. 363-366
8. Zhusupov, M.A., Kuzhevskii, B.M., and Makhanov, B.B., Izv. Akad. Nauk Kaz.SSR, 1991, vol. 2, p.30.
9. Burkova, N.A., Zhaksibekova, K.A., Zhusupov, M.A., and Eramzhyan, R.A., Phys. Lett.B.1990, vol. 248,p.15
10. S.B. Igamov, R. Yarmukhamedov, Nuclear Physics A 673 (2000) 509–525
11. J. Kiener, H.J. Gils, H. Rebel et al., Phys. Rev. C 44 (1991) 2195.
12. G. Baur, M. Weber, Nucl. Phys. A 504 (1989) 352.
13. A. Kharbach and P. Descouvemont. Phys. Rev. C 58, 1066 – Published 1 August 1998
14. Mukhamedzhanov, A.M., Schmit, R.P., Tribble, R.E., et.all. Progress in Research, Cyclotron Inst., Texas Univ. Press, 1995, p.104

## Astrophysical S-factor of the reaction $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$ for at low energies

**Annotation.** The radiative capture response  $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$  was analyzed using the asymptotic method in order to determine the extrapolation values of the astrophysical S-factor at the lowest astrophysically important energies. The study showed that the reaction is peripheral. Within the framework of the proposed method, new values of the ANC asymptotic normalization coefficient ( $5.673 \pm 0.754$ ) were obtained and the value of the astrophysical S-factor was determined to be  $S(0) = 1.36 \pm 0.18$  MeV nb. The obtained values are in good agreement with the literature data.

## ИНЖЕНЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ ОТ ИЗЛУЧЕНИЯ ЦИКЛОТРОНА TR-30/15 ИНСТИТУТА ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АН РУз

И.У. Бектемиров<sup>1)</sup>, М.А. Каюмов<sup>2)</sup>, С.Б. Игамов<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup>Ташкентский филиал НИЯУ МИФИ. Ташкент, Узбекистан

<sup>2)</sup> Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан

**Аннотация.** Статья посвящена к проектированию физической защиты от радиационного излучения обслуживающего персонала двухканального ускорителя TR-30/15, планируемого приобретения Институтом ядерной физики АН РУз в ближайшие сроки. Запуск к работе канадского циклотрона TR-30/15 позволит применять современную медицину в оздоровительных целях граждан Республики Узбекистан, а также развивать прикладную науку в области ядерных исследований. Монтаж защитного комплекса силами собственных специалистов даст возможность сэкономить финансовых затрат на циклотрон TR-30/15 до ~30% от общей стоимости циклотрона. Релаксационный метод был использован при организации компактной циклотронной защиты TR-30/15.

**Ключевые слова:** циклотрон, радиационное излучение, нормы радиационной безопасности, радиационные источники, радионуклиды, позитронно-эмиссионная томография, защитная стенка

**Введение**  
В современном мире технология проникающего радиационного излучения, начиная с применения простых радиационных источников кончая эксплуатацией мощных ускорителей, стала одной из самых широко используемых в промышленности, медицине и в других отраслях народного хозяйства атрибутов. Наряду этой тенденции стал усовершенствоваться и технология радиационного контроля как рабочих мест так и радиологического состояния окружающей среды. В основном, радиационный контроль представляет собой следующие процедуры:

- постоянный контроль воздействия работающих ядерных установок (ускорители различных типов, реактор, гамма-устройство и т.д.);
- правильное использование радиоактивных элементов и принятие мер защиты от них;
- хранение и уход за источниками излучения;
- виде радиоактивных отходов соответствующим организациям и другие подобные работы.

Во всех этих делах человек принимает непосредственное участие. Любое облучение негативно сказывается на здоровье человека. Этот эффект зависит

от количества получаемой дозы облучения. По этой причине были определены предельные значения дозы облучения.

Республика Узбекистан с 2006 года разработала свои новые “Основные санитарные правила (ОСП) и нормы радиационной безопасности” (НРБ). Согласно ОСП и НРБ республики предельное значение дозы облучения не должно превышать 20 мЗв в среднем за год для персонала, относящегося к категории профессиональных А.

Настоящая работа посвящена обеспечению биологической защиты персонала циклотрона TR-30/15, планируемого приобретения Институтом ядерной физики АН РУз в ближайшие сроки.

Актуальность данного мероприятия заключается в том, что запуск к работе канадского циклотрона TR-30/15 позволит применять современную медицину в оздоровительных целях граждан Республики Узбекистан, а также развивать прикладную науку в области ядерных исследований. Монтаж защитного комплекса силами собственных специалистов даст возможность сэкономить финансовых затрат на циклотрон TR-30/15 до ~30% от общей стоимости циклотрона, также снижает транспортные расходы при транспортировке компактного циклотрона TR-30/15.

## **1. Компактные циклотроны для получения необходимых радионуклидов для медицины**

Большинство радионуклидов, необходимых для медицины, получают с помощью циклотронов. Эти радионуклиды можно условно разделить на три группы: Ультра коротко живущий; не долгоживущие; долгоживущий. Ультра коротко живущие радионуклиды в основном используются в позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ). Устройство для ПЭТ использует изотопы  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$  и  $^{18}\text{F}$ . Период полураспада радионуклидов, используемых в ПЭТ-устройстве, невелики (2-109 мин), поэтому требуется строительства специализированных ПЭТ-центров. Строительство циклотронов в ПЭТ-центрах предъявляет к ним ряд требований: циклотрон должен быть очень компактным; должны полностью соответствовать НРБ; энергия и сила тока должны быть достаточными для получения радионуклидов.

### **1.1. Компактный циклотрон TR-30/15**

Циклотрон TR - 30/15 может ускорять  $\text{H}^-$  отрицательные ионы с интервалами 15-30 МэВ и  $\text{D}^-$  отрицательные ионы с интервалами энергетического поля 7,5-15 МэВ. Для протонов максимальная сила тока может быть изменена до 1300 мкА, а для дейтронов - в диапазоне 300-500 мкА. Для

протонов сила тока имеет большое значение. В этом циклотроне уровень вакуума составляет  $5 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. Уровень вакуума в требуемое время может быть доведен до  $5 \cdot 10^{-8}$  мм.рт.ст. Есть два канала. Возможно облучение 2 мишеней одновременно. На рисунке 1 представлен обзор циклотрона TR-30/15.  $N^-$  ионы, получающие скорость, преобразуются в  $N^+$  ионы путем подзарядки, когда они проходят через материал тонкой толщины и попадают в мишени. При прохождении ионов через тонкие пластины вообще нет потерь. Следовательно, производительность ускоренного потока частиц составляет 100%. Он имеет прочную индивидуальную защитную стену. Поставка радионуклидов  $^{11}C$ ,  $^{13}N$ ,  $^{15}O$ ,  $^{18}F$ ,  $^{123}I$ ,  $^{124}I$ ,  $^{67}Ga$ ,  $^{111}In$ ,  $^{67}Ga$ ,  $^{57}Co$ , необходимые для ПЭТ и ОФЭКТ.



Рисунок 1 - Общий вид циклотронов модели TR-19, TR-24 и TR-30

Циклотрон TR-30/15 может производить ряд радиоактивных изотопов, выделяющих позитронные частицы  $^{11}C$ ,  $^{13}N$ ,  $^{15}O$ ,  $^{18}F$  и другие  $^{22}Na$ ,  $^{38}K$ ,  $^{57}Co$ ,  $^{7}Ga$ ,  $^{68}Ge$ ,  $^{73}Se$ ,  $^{75-77}Br$ ,  $^{81}Rb$  ( $^{81}Kr$ ),  $^{111}In$ ,  $^{123}I$ ,  $^{201}Tl$ ,  $^{225}Ac$  радионуклиды, которые будут использованы в диагностике на ПЭТ и в различных диагностических установках.

## 2. Излучение, определяющее биологическую защиту

Для выполнения задач по выбору материала и определению толщины биологической стены необходимо будет определить основные источники излучения. В циклотроне TR-30/15 ускоренные частицы, протоны попадают в мишень и совершают соответствующие ядерные реакции [1]. В результате реакции образуются нейтроны, заряженные частицы и  $\gamma$ -кванты различной энергии. Количество этих частиц будет во многом зависеть от энергии ускоренного протона, силы тока и толщины мишени.

Поскольку глубина проникновения заряженных частиц, образующихся в результате реакции, в вещество очень мала, это никак не влияет на толщину защитной стенки. Поскольку нейтрон и  $\gamma$ -кванты не имеют заряда, способность проходить сквозь вещества становится очень высокой. Таким об

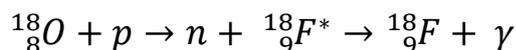
разом, толщина защитной стенки в значительной степени определяется нейтронами и  $\gamma$ -квантами. Нейтроны образуются в результате ядерных реакций  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ ,  $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$  и  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ . Толщина защитной стенки будет рассчитана для максимальной энергии нейтронов, образующихся в этих реакциях. Следовательно, необходимо будет определить энергию нейтронов в реакциях  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$ ,  $^{15}\text{N}(p,n)^{15}\text{O}$  и  $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ .

Из числа этих реакций выбирается реакция, в которой энергия нейтронов максимальна. При этом энергия протона была принята равной 30 МэВ. Данные по реакциям были взяты из [2-5].

### 2.1. Гамма кванты, образующиеся в ядерных реакциях



В данном случае за основу были взяты  $\gamma$ -кванты, образующиеся в реакции  $^{18}\text{O}(p,n'\gamma)^{18}\text{F}$ . В этой реакции число  $\gamma$ -квантов равно числу нейтронов. Реакцию можно записать следующим образом:



Следовательно, число  $\gamma$ -квантов, образующихся в реакции  $^{18}\text{O}(p,n'\gamma)^{18}\text{F}$ , равно  $j_\gamma = 10^{14}$  квант/см<sup>2</sup>·с. Можно считать, что в каждой из других реакций  $^{18}\text{O}(p,p'\gamma)^{18}\text{O}$  и  $^{18}\text{O}(R,\alpha\gamma)^{15}\text{N}$  имеет место предполагаемое количество  $\gamma$ -квантов. Соответственно, количество  $\gamma$ -квантов, образующихся в результате реакции, равно:

$$j_\gamma(0,5-3 \text{ МэВ}, 4\pi) = 3 \cdot 10^{14} \text{ квант/с}$$

Образующиеся  $\gamma$ -кванты распространяются изотропно.

### 2.2. Гамма-кванты, образовавшиеся при распаде ядра $^{18}\text{F}$

Ядро  $^{18}\text{F}$ , образованное реакцией  $^{18}\text{O}(p,n'\gamma)^{18}\text{F}$ , испускает из себя позитронную частицу. Аннигилирование происходит, когда позитрон возбуждается электроном, в результате чего образуются два  $\gamma$ -кванта с энергией 0,51 МэВ. Во время облучения активность ядра  $^{18}\text{F}$  возрастает. В ядерной реакции рекомендуется принимать полученную пиковую активность ядра  $^{18}\text{F}$  равной 1,5 кюри. Соответственно, мы определяем количество  $\gamma$ -квантов, энергия которых составляет 0,51 МэВ.

$$j_\gamma(0,51 \text{ МэВ}, 4\pi) = 10^{11} \text{ квант/с}$$

Образующиеся  $\gamma$ -кванты распространяются изотропно.

Расчет толщины защитной стенки проводился отдельно для гамма-квантов, образующихся в ядерных реакциях  $^{18}\text{O}(p,n'\gamma)^{18}\text{F}$ ,  $^{18}\text{O}(p,p'\gamma)^{18}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}(p,\alpha\gamma)^{15}\text{N}$  и распаде ядра  $^{18}\text{F}$ . Затем результат был выдан в соответствии со значениями их суммы.

Экспериментальная работа показала, что ядерные реакции  $^{18}\text{O}(p,n'\gamma)^{18}\text{F}$ ,  $^{18}\text{O}(p,p'\gamma)^{18}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}(p,\alpha\gamma)^{15}\text{N}$  приводят к образованию  $\gamma$ -квантов в областях 0,51; 1,98 и  $1,98 \div 3,0$  [6]. При определении толщины стены необходимо учитывать вышеупомянутые моменты. В расчётной работе над гамма-квантом, гамма-квант был разделен на три типа, и расчётная работа проводилась отдельно для них. Типы гамма-квантов:

1. Образованные в результате ядерной реакции  $\gamma$ -кванты ( $j_{\text{реакция}}$ ).
2. Вызванные столкновением позитронов, испускающих радионуклид  $^{18}\text{F}$ , с электронами  $\gamma$ -кванты ( $j(^{18}\text{F})$ ).
3. Образующиеся в результате поглощения нейтронов защитной стенкой  $\gamma$ -кванты ( $j_{\text{поглощение}}$ ).

В таблице 1 приведены типы частиц, используемых при расчете толщины защитной стенки, и их энергии.

Таблица 1. Тип частиц и их энергии

Частицы	Нейтрон	Гамма кванты		
		$j_{\text{реакция}}$	$J_{\text{поглощение}}$	$j(^{18}\text{F})$
Энергия, МэВ	28	$1,98 \div 3,0$	$\sim 1,0$	0,51

### 2.3. Величина выхода нейтронов

Другой величиной, участвующей в определении толщины стенки, является выход нейтронов. Эта величина определяется по результатам эксперимента. Его значение определяется с помощью следующего выражения:

$$Y(4\pi) = \xi \cdot N_p,$$

где  $Y(4\pi)$  представляет собой рассеяние нейтронов по сфере, н/с;  $\xi$  - количество нейтронов на одну протонную частицу. Его значение было получено по результатам эксперимента [7];  $N_p$  - количество протонов, достигающих мишени в течение сунды.

Было обнаружено, что для энергии протона 30 МэВ  $\xi = 4 \cdot 10^{-2}$ . В расчётной работе сила тока потока протонных частиц была принята равной

400 мкА. При этом значение потока нейтронов было установлено равным

$\Upsilon(4\pi) = 2 \cdot 10^{14}$  н/с. Действительно, тот факт, что  $^{18}\text{O}(p, n'\gamma)^{18}\text{F}$  дает ядерной реакции сильный поток нейтронов, был подтвержден в ряде экспериментальных работ [6]. Толщина бетонной стены была рассчитана для  $\Upsilon(4\pi) = 2 \cdot 10^{14}$  н/с. Выбор экранирующего материала производился исходя из нейтронов и  $\gamma$ -квантов.

### 3. Планировка защиты зала компактного циклотрона TR-30/15

В работах по защите от нейтронного потока используют эффективную дозу, дающую одну единицу флюенса на все тело человека, или средние предельные значения плотности нейтронного потока в течение одного года. Эти значения определены для различных энергий. В работе [2] даны значения эффективной дозы для различной энергии нейтронов на единицу флюенса на все тело человека и средние предельные значения плотности потока нейтронов за год. Также в данной работе приведены величина эквивалентной дозы, передаваемой  $\gamma$ -квантами всему организму человека, и средние предельные значения плотности потока  $\gamma$ -квантов за год.

При защите от гамма-излучения наиболее корректным подходом является использование значения эквивалентной дозы, выраженной в гамма-квантах, которые воздействуют на полное тело человека в течение года, или среднего годового предельного значения потока гамма-квантов.

#### 3.1. Расчет мощности дозы в точках за пределами стены помещения, где будет установлен компактный циклотрон TR-30/15

Помещение, в котором будет установлен компактный циклотрон TR-30/15, имеет прямоугольную форму, его размеры составляют 600x600 см. Циклотрон расположен близко к передней части помещения. Причина этого заключается в облегчении автоматического прохождения облучаемой мишени в горячую камеру, расположенную в техническом помещении (небольшое расстояние). Стороны стены комнаты обозначены буквами А, Б, В и Г. С каждой стороны было выбрано по 5 точек. Положение этих выбранных точек соответствует центру циклотрона относительно земли. Были определены расстояния до точек. - на снимке показан зал, где будет установлен компактный циклотрон TR-30/15, а также пульт управления и технические помещения, примыкающие к ней. – на сторонах, обозначенных буквами Т, Б, К и П, как показано на рисунке, выбрано несколько точек, где доза облучения будет больше. Хорошо, что помещения с техническим оборудованием и пультом управления расположены как можно ближе к циклотрону. Расчётная

работа проводилась отдельно для каждой стороны. Были определены расстояния от центра циклотрона до выбранных точек.

В расчетной работе значения мощности дозы были введены отдельно для нейтронов и  $\gamma$ -квантов. Процедура расчета:

1. Для потока нейтронов.
2. Для  $\gamma$ -квантов, энергия которых возникает в ядерной реакции, составляет менее 3 МэВ.
3. Для  $\gamma$ -квантов с энергией 0,51 МэВ, образующихся при аннигилировании позитронной частицы, испускаемой изотопом  $^{18}\text{F}$ , электроном.
4. Для  $\gamma$ -квантов, которые образовались в результате поглощения нейтронов.

### 3.2. Организация учета нейтронной защиты

Работы по нейтронной защите проводились в следующей последовательности:

1. Нейтронные частицы в выбранной точке определяются по этому выражению в том случае, когда нету защитной стенкой:

$$J_R = \frac{Y(4\pi)}{4\pi R^2 \cdot 10^4}, \quad (3.1)$$

Величина  $R$  в выражении (3.1) указана в метрах.

2. Затем находим коэффициент ослабления  $K = \frac{J_R}{J_{\text{ДПП}}}$  определяется путем деления плотности потока во время отсутствия защитной стенки на ее допустимую плотность потока. Здесь ведутся расчёты с помощью резервного фактора “2”.

3. После этого выполняется расчёт с учётом защитной стенки. Защитная стенка значительно уменьшает поток нейтронов. В этой расчётной работе использовался метод релаксации. Требуемые величины: для нейтронов с энергией 28 МэВ в бетонной стене длина релаксации была принята равной  $\lambda=17$  см [3]. По значениям величин  $K$  и  $\lambda$  была определена толщина бетонной защитной стены для данной точки:

$$K = e^{-\frac{d_{\text{ЭКВ}}}{\lambda}} \quad (3.2)$$

Исходя из таблицы были взяты значения допустимой плотности потока нейтронов для энергии 28 МэВ  $J_{\text{ДПП}}=6$  н/см<sup>2</sup> · с . [3, 4, 7].

4. Результаты расчетов для всех выбранных точек были указаны в таблице 2.

Таблица 2. Расчёты для потока нейтронов

Расстояние, м	$J, \text{н/см}^2 \cdot \text{с}$	К	d, см
9,30	1,84E+07	3,07E+06	269
9,02	1,96E+07	3,26E+06	270
8,86	2,03E+07	3,38E+06	271
8,80	2,06E+07	3,43E+06	271
8,86	2,03E+07	3,38E+06	271
9,02	1,96E+07	3,26E+06	270
9,30	1,84E+07	3,07E+06	269
10,12	1,55E+07	2,59E+06	266

### 3.3. Организация защиты от гамма-квантов, образующихся при ядерной реакции

Для защиты от гамма-квантов, возникающих в ядерной реакции, были использованы отдельные методы. Расчеты были выполнены в следующем порядке.

1. Плотность потока  $\gamma$ -квантов в выбранных точках определяется с помощью следующего выражения, в случае отсутствия защитной стенки:

$$j_R(\gamma - \text{квант}) = \frac{Y(4\pi, \gamma - \text{квант})}{4\pi R^2 \cdot 10^4}, \quad (3.3)$$

Величина R в выражении (3.3) указана в метрах.

2. Затем находим коэффициент ослабления  $K = \frac{j_R(\gamma - \text{квант})}{j_{\text{ДПП}}}$  определяется путем деления плотности потока во время отсутствия защитной стенки на ее допустимую плотность потока. Здесь ведутся расчёты с помощью резервного фактора “2”.  $j_{\text{ДПП}} = 433 \text{ квант/см}^2$

3. После этого выполняется расчётная работа в соответствии с заданным коэффициентом ослабления K. На основании таблицы, приведенной для бетона, определяется толщина бетонной стены, соответствующая коэффициенту затухания.

4. Результаты расчетов для всех выбранных точек указаны в таблице 3.

Таблица 3. Расчетная мощность дозы после защиты

Расстояние, м	J квант, (см <sup>2</sup> *с) <sup>-1</sup>	K	(J <sub>γ</sub> ) мЗв/ч
9,30	5,52E+07	1,00E+07	0,151
9,02	5,87E+07	1,00E+07	0,161
8,86	6,09E+07	1,00E+07	0,167
8,80	6,17E+07	1,00E+07	0,169
8,86	6,09E+07	1,00E+07	0,167
9,02	5,87E+07	1,00E+07	0,161
9,30	5,52E+07	1,00E+07	0,151
10,12	4,66E+07	1,00E+07	0,128

### 3.4. Организация защиты от 0,51 МэВ энергетических гамма-квантов, образующихся в результате аннигиляции позитрон

Была проведена работа по учету максимальной активности изотопа <sup>18</sup>F. Максимальная активность изотопа <sup>18</sup>F была определена как 1,5 кюри. Расчетные работы проводились в следующем порядке.

1. В соответствии со схемой распада изотопа <sup>18</sup>F были определены типы частиц, образующихся при распаде, их энергии и выходные величины.

Типы облучения	Энергия, МэВ	Величина выхода, (Бк·с) <sup>-1</sup>
$\beta^+$	0,2498*	1,0
$\gamma^\pm$	0,511	2,0

\*Средняя энергия

2. В соответствии с данными таблицы, при активности 1,5 Кюри изотопа <sup>18</sup>F, который выделяет позитронные излучения, аннигилирующиеся с электроном, образуются  $\gamma$ -кванты с энергией 0,51 МэВ. Найдём поток этих гамма-квантов (квант/с). Излучение считается изотропной.

3. Затем для гамма-квантов с энергией 0,51 МэВ найдём плотность потока в выбранных точках (квант/см<sup>2</sup>·с).

4. После этого в выбранных точках определяется значение дозы после ослабления бетонной стеной.

Результаты расчетов, выполненных для выбранных точек с разных сторон, были приведены в таблицах 4.

Таблица 4. Результаты расчетов, выполненных для выбранных точек с разных сторон

Расстояние, м	К	J ( <sup>18</sup> F) квант/см <sup>2</sup> *с
9,30	5,70E+06	9,21E+03
9,02	5,70E+06	9,79E+03
8,86	5,70E+06	1,01E+04
8,80	5,70E+06	1,03E+04
8,86	5,70E+06	1,01E+04
9,02	5,70E+06	9,79E+03
9,30	5,70E+06	9,21E+03
10,12	5,70E+06	7,77E+03

### 3.5. Расчет мощности дозы, генерируемой $\gamma$ -квантами, генерируемыми поглощением нейтронов в бетонной стене

Мы определяем мощность дозы, вызванную образованием  $\gamma$ -квантов при взаимодействии нейтронов с бетонной стеной. Эти  $\gamma$ -кванты вносят свой вклад в значение мощности дозы. Для определения его значения используется следующее выражение

$$J_{\gamma}(\text{поглощение}) = \frac{1}{2} J_n \frac{\sum_{n,\gamma}^*}{\Sigma_a} \left(1 - \frac{L^2}{\lambda^2}\right)^{-1} \left\{ -e^{-d/\lambda} \left\{ E_1 \left[ (\mu\lambda - 1) \frac{d}{\lambda} \right] - e^{d/\lambda} E_1 \left( \mu\lambda \frac{d}{\lambda} \right) + \ln \left| \frac{\mu\lambda - 1}{\mu\lambda} \right| \right\} + \frac{L}{\lambda} e^{-d/L} \left\{ E_1 \left[ (\mu L - 1) \frac{d}{L} \right] - e^{d/L} E_1 \left( \mu L \frac{d}{L} \right) + \ln \left| \frac{\mu L - 1}{\mu L} \right| \right\} \right\}$$

Для элементов, отличных от <sup>10</sup>B и <sup>6</sup>Li, можно принять значение  $\frac{\sum n\gamma}{\Sigma a} = 1$ .

Необходимые величины для расчетов представлены в таблице 5.

Таблица 5. Параметры, необходимые для расчета бетонной защиты.

Материал	d <sub>Б</sub> , см	$\lambda$ , см	L, см	$\mu$ , см <sup>-1</sup>
Бетон	280	17	7,18	0,063

Величины:  $\lambda$  - длина релаксации нейтронов в веществе, см; L - диффузия горячих нейтронов, см;  $\mu$  - линейный коэффициент ослабления нейтронов в

веществе, см<sup>-1</sup>.  $E_1(x) = F_1 \frac{e^{-x}}{x}$  и  $-E_1(-x) = F_2 \frac{e^x}{x}$  ( $5 < x < 16$ ). Значения коэффициентов  $F_1$  и  $F_2$  взяты из [3]

После определения толщины бетонной стены можно определить количество  $\gamma$ -квантов, образующихся в результате поглощения нейтронов бетоном. Результаты расчетов приведены в таблице 6.

Таблица 6. Результаты расчётов для гамма квантов генерируемых после поглощения нейтрона

Расстояние, м	J квант/см <sup>2</sup> *с	J(поглощенный) квант/см <sup>2</sup> *с
9,30	5,52E+07	1,117
9,02	5,87E+07	1,190
8,86	6,09E+07	1,233
8,80	6,17E+07	1,251
8,86	6,09E+07	1,233
9,02	5,87E+07	1,190
9,30	5,52E+07	1,117
10,12	4,66E+07	0,941

На рисунке 2 изображен проектный рисунок и на рисунке 3 зал № 1 с компактным циклотроном TR-30/15 и прилегающих к нему помещений.

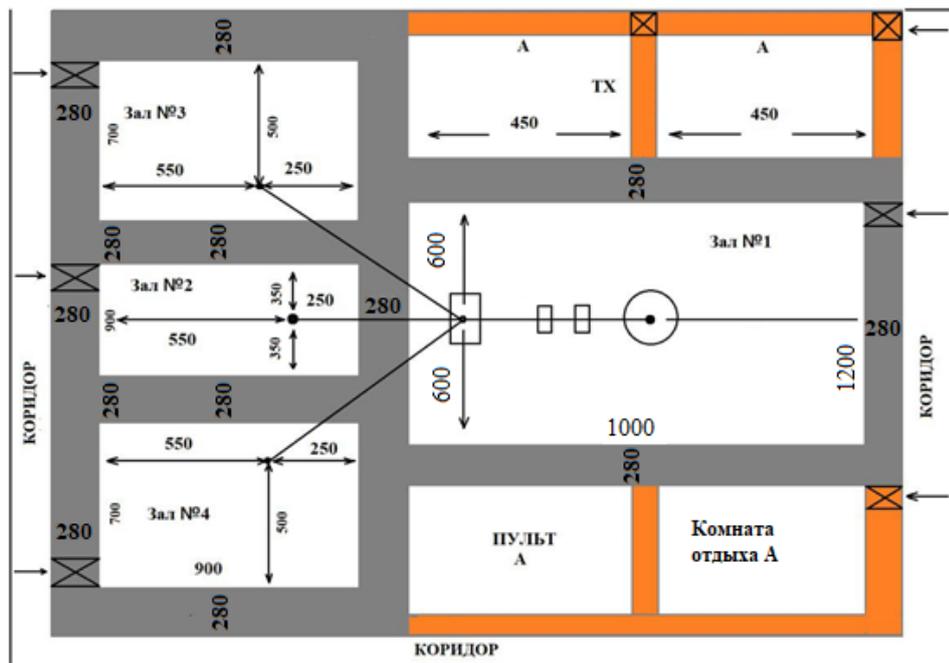


Рисунок 2. Проектный рисунок

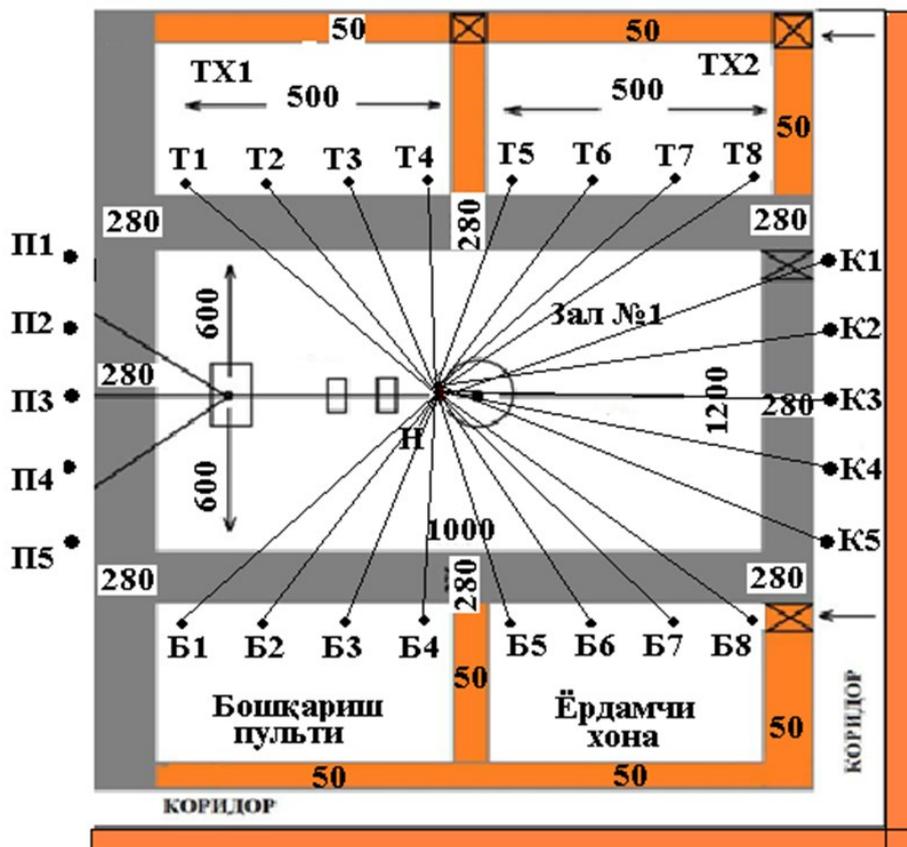


Рисунок 3. Зал № 1 с компактным циклотроном TR-30/15 и прилегающих к нему помещений

### Определение доз облучения в выбранных точках технических помещений

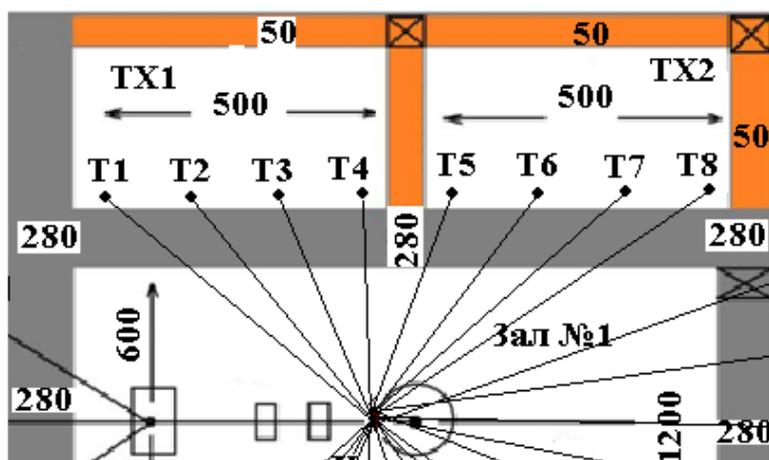


Таблица 7. Значения мощности дозы в выбранных точках на стороне Т.

Точка	Расстояние, м	Мкзв/час					R <sub>ПДД</sub>
		R <sub>ней.</sub>	P( <sup>18</sup> F) 10 <sup>-8</sup>	P <sub>γ</sub> (реакция)	P <sub>γ</sub> (поглощение)	P, (сум)	
T1	9,30	1,08	4,6	0,151	0,018	1,247	12
T2	9,02	1,15	4,8	0,161	0,020	1,325	
T3	8,86	1,19	5,0	0,167	0,020	1,374	
T4	8,80	1,20	5,1	0,169	0,021	1,393	
T5	8,86	1,19	5,0	0,167	0,020	1,374	
T6	9,02	1,15	4,8	0,161	0,020	1,325	
T7	9,30	1,08	4,6	0,151	0,018	1,247	
T8	10,12	0,91	3,8	0,128	0,015	1,053	

**Определение доз облучения в выбранных точках на пульте управления**

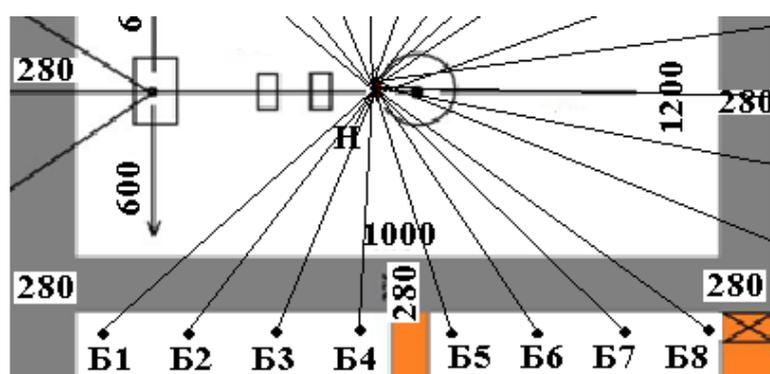


Таблица 8. Значения мощности дозы в выбранных точках на стороне Б

Точка	Расстояние, м	Мкзв/соат					R <sub>ПДД</sub>
		R <sub>ней.</sub>	P( <sup>18</sup> F)	P <sub>γ</sub> (реакция)	P <sub>γ</sub> (поглощение)	P, (сум)	
B1	9,30	1,08	4,6	0,151	0,018	1,247	12
B2	9,02	1,15	4,8	0,161	0,020	1,325	
B3	8,86	1,19	5,0	0,167	0,020	1,374	
B4	8,80	1,20	5,1	0,169	0,021	1,393	
B5	8,86	1,19	5,0	0,167	0,020	1,374	
B6	9,02	1,15	4,8	0,161	0,020	1,325	
B7	9,30	1,08	4,6	0,151	0,018	1,247	
B8	10,12	0,91	3,8	0,128	0,015	1,053	

### Определение доз облучения в выбранных точках коридора

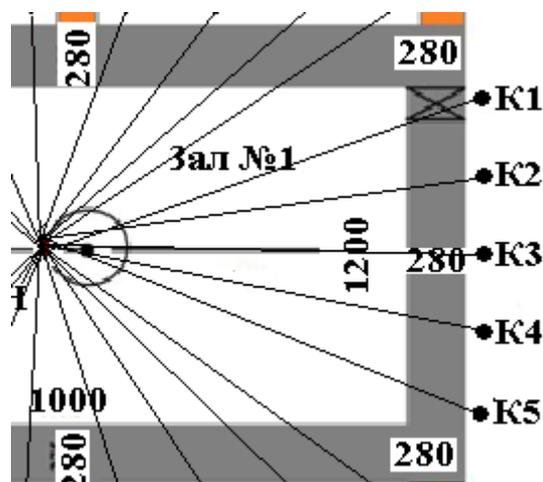


Таблица 9. Значения мощности дозы в выбранных точках на стороне К

Точка	Расстояние, м	Мкзв/соат					Р <sub>пдд</sub>
		Р <sub>ней.</sub>	Р( <sup>18</sup> F)	Р <sub>γ</sub> (реак- ция)	Р <sub>γ</sub> (погло- щение)	Р, (сум)	
К1	8,05	1,44		0,151	0,202	1,663	12
К2	7,86	1,51		0,161	0,212	1,744	
К3	7,80	1,53		0,167	0,215	1,772	
К4	7,86	1,51		0,169	0,212	1,744	
К5	8,05	1,44		0,167	0,202	1,663	

### Расчеты для точек выбранных на стороне П

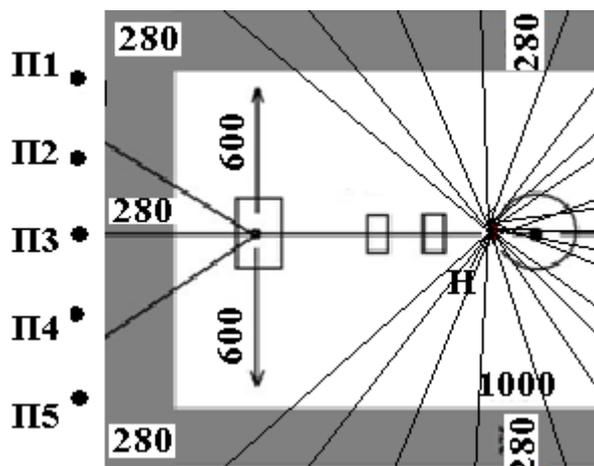


Таблица 9. Значения мощности дозы в выбранных точках на стороне П

Точка	Расстояние, м	Мкзв/соат					P <sub>ПДД</sub>
		P <sub>ней.</sub>	P( <sup>18</sup> F)	P <sub>γ</sub> (реак- ция)	P <sub>γ</sub> (погло- щение)	P, (сум)	
П1	8,05	1,44		0,151	0,202	1,663	12
П2	7,86	1,51		0,161	0,212	1,744	
П3	7,80	1,53		0,167	0,215	1,772	
П4	7,86	1,51		0,169	0,212	1,744	
П5	8,05	1,44		0,167	0,202	1,663	

**Определение доз облучения в выбранных точках зала №2**

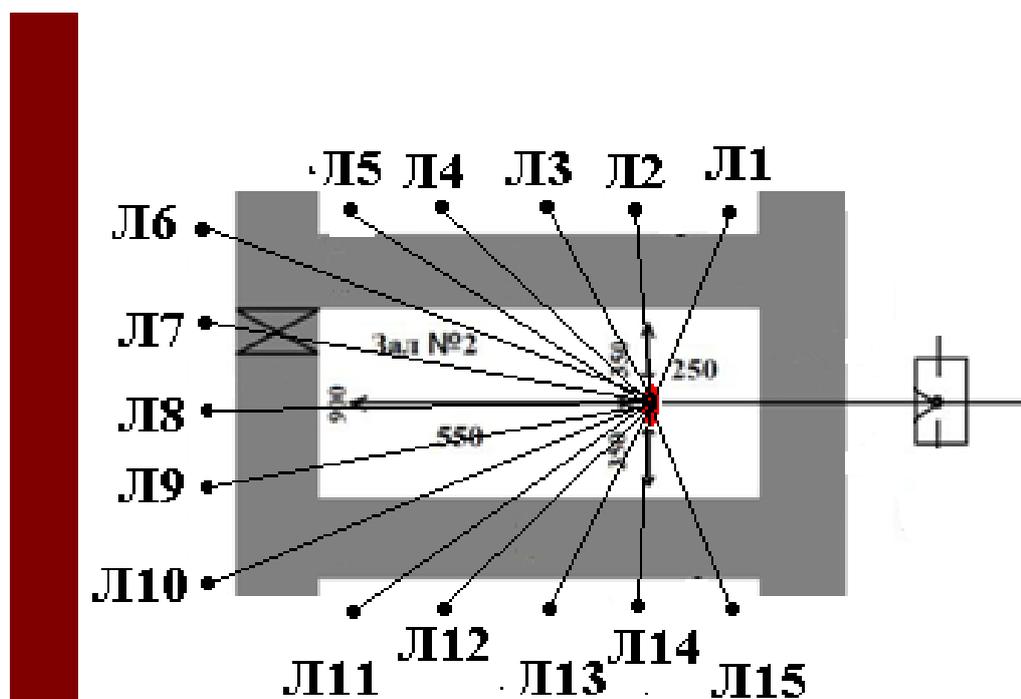


Таблица 10. Значения мощности дозы в выбранных точках в зале №

Точка	Расстояние, м	МкЗв/соат					Р <sub>ПДД</sub>
		Р <sub>ней.</sub>	Р( <sup>18</sup> F)	Р <sub>γ</sub> (реак- ция)	Р <sub>γ</sub> (погло- щение)	Р, сумма	
Л1	6,38	1,14		0,322	0,039	1,505	12
Л2	6,30	1,17		0,330	0,040	1,543	
Л3	6,38	1,14		0,322	0,039	1,505	
Л4	6,61	1,07		0,300	0,036	1,402	
Л5	6,98	0,96		0,269	0,033	1,258	
Л6	8,54	0,64		0,180	0,022	0,840	
Л7	8,36	0,67		0,187	0,023	0,876	
Л8	8,30	0,68		0,190	0,023	0,889	
Л9	8,36	0,67		0,187	0,023	0,876	
Л10	8,54	0,64		0,180	0,022	0,840	
Л11	6,98	0,96		0,269	0,033	1,258	
Л12	6,61	1,07		0,300	0,036	1,402	
Л13	6,38	1,14		0,322	0,039	1,505	
Л14	6,30	1,17		0,330	0,040	1,543	
Л15	6,38	1,14		0,322	0,039	1,505	

### Определение доз облучения в выбранных точках зала №3

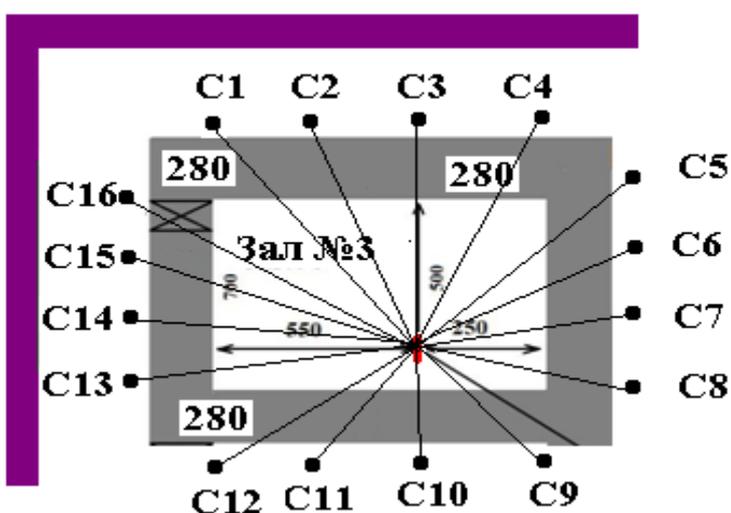


Таблица 11. Значения мощности дозы в выбранных точках в зале №3

Точка	Расстояние, м	Мкзв/соат				Р <sub>ПДД</sub>
		Р <sub>ней.</sub>	Р <sub>γ</sub> (реак- ция)	Р <sub>γ</sub> (погло- щение)	Р, сумма	
C1	8,05	1,494	0,202	0,025	0,945	12
C2	7,86	1,561	0,212	0,026	0,990	
C3	7,80	1,591	0,215	0,026	1,007	
C4	7,86	1,561	0,212	0,026	0,990	
C5	5,86	2,818	0,381	0,046	1,784	
C6	5,51	3,188	0,431	0,052	2,019	
C7	5,30	3,444	0,466	0,057	2,181	
C8	5,30	3,444	0,466	0,057	2,181	
C9	7,86	1,561	0,212	0,026	0,990	
C10	7,80	1,591	0,215	0,026	1,007	
C11	7,86	1,561	0,212	0,026	0,990	
C12	8,05	1,494	0,202	0,025	0,945	
C13	8,30	1,403	0,190	0,023	0,889	
C14	8,30	1,403	0,190	0,023	0,889	
C15	8,43	1,360	0,184	0,022	0,861	
C16	8,67	1,287	0,174	0,021	0,815	

Определение доз облучения в выбранных точках зала №4

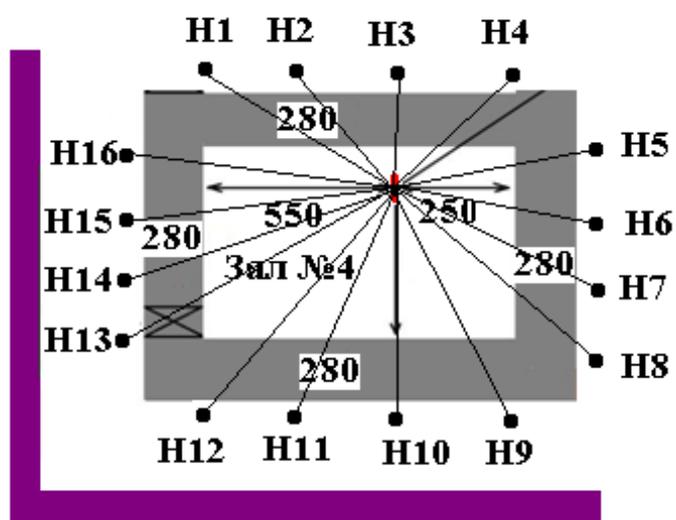


Таблица 12. Значения мощности дозы в выбранных точках в зале №4

Точка	Расстояние, м	Мкзв/соат					
		$P_{ней.}$	$P(^{18}F)$	$P_{\gamma}(реак-ция)$	$P_{\gamma}(погло-щение)$	$P,$ сумма	$P_{пдд}$
H1	5,20	1,72		0,484	0,059	2,265	12
H2	4,90	1,94		0,544	0,066	2,548	
H3	4,80	2,02		0,568	0,069	2,659	
H4	4,90	1,94		0,544	0,066	2,548	
H5	5,30	1,66		0,466	0,057	2,181	
H6	5,30	1,66		0,466	0,057	2,181	
H7	5,51	1,54		0,431	0,052	2,019	
H8	5,86	1,36		0,381	0,046	1,784	
H9	7,86	0,75		0,212	0,026	0,990	
H10	7,80	0,77		0,215	0,026	1,007	
H11	7,86	0,75		0,212	0,026	0,990	
H12	8,05	0,72		0,202	0,025	0,945	
H13	8,43	0,65		0,184	0,022	0,861	
H14	8,67	0,62		0,174	0,021	0,815	
H15	8,30	0,68		0,190	0,023	0,889	
H16	8,30	0,68		0,190	0,023	0,889	

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По проделанному исследованию можно сделать следующие выводы:

1. Были указаны ускорители, используемые в медицине и в различных областях.
2. Приведены технические характеристики компактного циклотрона TR-30/15.
3. Продемонстрированы способы получения необходимых радионуклидов для медицины на компактном циклотроне TR-30/15.
4. Были определены типы частиц, участвующих в определении толщины защитной стенки.
5. Были рассчитаны энергии нейтронов, образующихся в результате ядерных реакций. Исходя из них, была определена максимальная энергия нейтрона.
6. Величина испускания нейтронов в ядерных реакциях была определена для энергии протона 28 МэВ.

7. Анизотропия потока нейтронов, образующегося в результате реакции, была определена по результатам эксперимента.

8. Был определен материал защитной стенки. Бетон плотностью  $2,3 \text{ г/см}^3$  был выбран в соответствии с энергией и размером выходного сигнала нейтрона.

Компактный циклотрон TR-30/15 был спроектирован со встроенным залом и пультом управления, примыкающим к нему техническим помещением и схемой расположения коридора. Было выбрано несколько критических точек по бокам и на крыше. Точки T1, T2, T3, T4, T5 и T6 были выбраны в техническом помещении. Точки P1, P2, P3 и P4 были выбраны на рулевом колесе. В коридоре были выбраны точки K1, K2, K3, K4 и K5. Были определены расстояния от цели до выбранных точек. Во всех выбранных точках были определены значения мощности дозы, создаваемой нейтронными и гамма-квантами. Определенные значения сравнивались с фиксированными предельными значениями и делались соответствующие выводы. Толщина бетонной стенки, определенная расчетным путем, обеспечивает безопасную работу компактного циклотрона TR-30/15 и полное соответствие требованиям по радиационной защите. Дополнительная стена не требуется.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М.А. Каюмов, С.Р. Полвонов // Физика ускорителей, учебное пособие, Тошкент, 2016, с.1-271
2. М. М. Комочков, В. Н. Лебедев // Практическое руководство по радиационной безопасности на ускорителях заряженных частиц, М. Энергоатомиздат, 1986
3. Н. Г. Гусев, В. А. Климанов, В. П. Машкович, А. П. Суворов // Физические основы защиты от излучений, М. Энергоатомиздат, 1989
4. Б. П. Голубев // Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений, М. Энергоатомиздат, 1986
5. Рекомендации МКРЗ, //Схемы распада радионуклидов энергия и интенсивность излучения, М. Энергоатомиздат, часть 1, книга 1, 1987
6. G. U. Din , Proton- induced reactions in  $^{18}\text{O}$  from 3 to 7 Mev // Nuclear physics A 134 (1969), 655-666
7. Под редакцией Дж. Мариона и Дж. Фаулера // Физика быстрых нейтронов, перевод из иностранных литератур, 1963

**ENGINEERING CALCULATIONS OF BIOLOGICAL PROTECTION  
AGAINST**

**RADIATION CYCLOTRON TR-30/15**

**INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS AS OF THE REPUBLIC OF  
UZBEKISTAN**

**Annotation.** The article is devoted to the design of physical radiation protection for the staff of the two-channel accelerator TR-30/15, which is planned to be acquired by the Institute of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan in the near future. The launch of the Canadian TR-30/15 cyclotron will allow the use of modern medicine for the health purposes of citizens of the Republic of Uzbekistan, as well as the development of applied science in the field of nuclear research. Installation of the protective complex by our own specialists will make it possible to save financial costs for the TR-30/15 cyclotron up to ~30% of the total cost of the cyclotron. The relaxation method was used to organize the TR-30/15 compact cyclotron shield.

## НАРУШЕНИЕ ПРАВИЛА ОТБОРА ПО ИЗОСПИНУ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ РЕАКЦИИ $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$

М.Х. Абдуназаров, С. Б. Игамов

Ташкентский филиал НИЯУ МИФИ. Ташкент, Узбекистан

**Аннотация.** Статья посвящена исследованию степени важности учета нарушения правила отбора по изоспину в реакциях радиационного захвата с участием четно-четных ядер при низких энергиях. Проведены численные расчеты астрофизического S-фактора реакции  $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$  в рамках длинноволнового приближения. Расчеты показали, что учет нарушения правила отбора по изоспину может пятикратно увеличить значение астрофизического S-фактора реакции при низких энергиях.

**Ключевые слова:** реакция прямого радиационного захвата, электромагнитный переход, изоспиновая инвариантность, астрофизический S-фактор, матричный элемент электрического перехода, FORTRAN.

**Введение.** В изотопическом пространстве протон и нейтрон являются двумя разными состояниями нуклона с изоспином  $I=1/2$ . Также  $\alpha$ -частица равняется двум дейтронам, ядро  $^8\text{Be}$  - двум  $\alpha$ -частицам и т.д. В ядерных реакциях прямого радиационного захвата с участием четно-четных ядер учет вкладов электрических переходов  $E1$  – и  $E2$  – в рамках правила отбора по изоспину является не всегда обоснованным. Дело в том, что если полагать, что протон и нейтрон – это два различных состояния одного нуклона, то электрический переход  $E1$  будет запрещен по правилу отбора по изотопическому спину [1]. В данной работе, на примере реакции радиационного захвата по рождению лития  $\alpha + d \rightarrow ^6\text{Li} + \gamma$  нами показано, насколько может быть ущербным прямое следование правилу отбора по изоспину, особенно в области астрофизических энергий, где преобладает сила кулоновского отталкивания. А в области высокой энергии можно пренебречь вкладом  $E1$  перехода, потому что при таких энергиях основным доминирует квадрупольный  $E2$  –переход [2]. Изучение этой реакции имеет важное значение для современной ядерной астрофизики и космологии, поскольку она является одной из основных источников образования ядра  $^6\text{Li}$  при первичном нуклеосинтезе после Большого Взрыва. Получение прямых

экспериментальных данных о сечений данной реакции является сложной задачей из-за кулоновского барьера сталкивающихся заряженных частиц, из-за которого сечение реакции стремительно уменьшается с уменьшением энергии.

## 1. Формализм

В этом разделе мы приводим основные расчетные формулы применяемого метода – называемого как двухчастичного потенциального подхода (ДПМ). Астрофизический  $S$  - фактор связан с сечением следующим соотношением [2]:

$$S(E) = E e^{2\pi\eta} \sigma(E) \quad (1.1)$$

где  $\sigma(E)$  – полное сечение реакции радиационного захвата  $A(a, \gamma)B$  для энергии  $E$ ,  $\eta = Z_A Z_a e^2 \mu / k$  - параметр Зоммерфельда  $Z_j e$  – заряд частицы  $j$ ,  $\mu$  – приведенная масса частиц  $A$  и  $a$ ,  $k$  – импульс относительного движения частиц  $A$  и  $a$ . Сечение реакции определяется по формуле:

$$\tilde{\sigma}(E) = 8\pi \frac{e^2}{\hbar c} \left( \frac{\mu c^2}{\hbar c} \right) \left( \frac{k\gamma}{k} \right)^3 \frac{1}{j_A j_a} \sum_{M_A M_a M_B} |T_{M_A M_a M_B}(E)|^2, \quad (1.2)$$

где  $M_i$  – проекция спина  $i$ -ой частицы.

$$T_{M_A M_a M_B}(E) = \sum_{E\lambda, M_1} T_{M_A M_a M_B}^{(E\lambda)}(E). \quad (1.3)$$

Здесь,  $T_{M_A M_a M_B}^{(E\lambda)}$  – матричный элемент процесса, ответственного за электрический ( $E\lambda$ ) радиационный переход с мультипльностью  $\lambda$ . Явный вид матричного элемента выглядит следующим образом:

$$T_{M_A M_a M_B}^{E\lambda} = \sum_{l_i j_j} i^{l_i} C_{l_i 0 j_a M_a}^{j_i M_a} C_{j_b M_B - M_A j_A M_A}^{J_B M_B} C_{\lambda \delta j_f M_B - M_A}^{j_i M_a} C(E\lambda) \hat{l}_i \hat{l}_f \hat{j}_f \times \\ \times C_{l_f 0 \lambda 0}^{l_i 0} W(\lambda l_f j_i j_a; l_i j_f) I_{l_f j_f j_B; l_i j_f}^{E\lambda} \quad (1.4)$$



где  $C_{b\beta\gamma}^{a\alpha}$ ,  $W(abcd;ef)$  – коэффициенты Клебша – Гордона и Рака, соответственно,  $\hat{l} = 2l + 1$ ,  $I_{l_f j_f J_B; l_i j_f}^{E\lambda}$  – радиальная часть интеграла перекрытия.

Здесь

$$C(E\lambda) = i^\lambda \frac{1}{\hat{\lambda}!!} \sqrt{\frac{\hat{\lambda}(\lambda+1)}{\lambda}} k_Y^{\lambda-1} \mu^\lambda \left( \frac{Z_a}{m_a^\lambda} + (-1)^\lambda \frac{Z_A}{m_A^\lambda} \right) \quad (1.5)$$

$$I_{l_f j_f J_B; l_i j_f}^{E\lambda} = \int dr \phi_{nl_f j_f}(r) r^{\lambda+1} \chi_{l_i j_i}(r) \quad (1.6)$$

где  $\chi_{l_i j_i}(r)$  – радиальная часть волновой функции  $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$  относительного  $A - a$  – движения во входном канале, являющаяся решением уравнения Шредингера для кулона – ядерного потенциала:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l_i(l_i+1)}{r^2} - U(r) \right) \chi_{l_i j_i}(r) = E \chi_{l_i j_i}(r). \quad (1.7)$$

Здесь  $U(r) = U^N(r) + U^C(r)$ ,  $U^N$  – двухчастичный ядерный потенциал, учитывающий центральное и спин – орбитальное взаимодействия,  $U^C$  – кулоновский потенциал взаимодействия заряженных частиц. При  $r \rightarrow \infty$  функция  $\chi_{l_i j_i}(r)$  переходит в асимптотическое поведение, выражаемое регулярной в нуле и иррегулярной кулоновскими функциями:

$$\chi_{l_i j_i}(r) = F_{l_i}(kr) + tg \delta_{l_i} G_{l_i}(kr) \quad (1.8)$$

где  $\delta$  – кулон – ядерное фазовое смещение (ядерный фазовый сдвиг).  $\phi_{nl_f j_f}(r)$  – радиальная функция является решением стационарного радиального уравнения Шредингера для феноменологического потенциала Вудса – Саксона:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \phi_{nl_f j_f}(r) \right) + \left[ \frac{2\mu}{\hbar^2} \left( E_n - U_{l_f j_f}(r) \right) - \frac{l_f(l_f+1)}{r^2} \right] \phi_{nl_f j_f}(r) = 0 \quad (1.9)$$

где

$$U_{l_f j_f}(r) = \frac{U_0}{1+e^{-\frac{r_0-r}{a}}} + \lambda \frac{U_0 e^{-\frac{r_0-r}{a}}}{\left(1+e^{-\frac{r_0-r}{a}}\right)^2} \hat{L} \cdot \hat{S} = U_{01} + \frac{U_{s0}}{2} J(J+1) - L(L+1) - S(S+1) \quad (1.10)$$

- ядерный потенциал с учетом спин-орбитальное взаимодействия. Здесь  $U_{01}, U_{0s}$  – некие амплитуды, которые описывают сильные взаимодействия нуклонов и берутся из эксперимента.

Следовательно, путем численного решения уравнений (1.7) и (1.9) можно получить численные значения интеграла перекрытия. Это, в свою очередь, позволит вычислить сечение и астрофизический S-фактор рассматриваемой реакции с использованием формул (1.4) и (1.2).

## 2. Нарушение правила отбора по изотопическому спину

Как уже упоминалось выше, в реакциях прямого радиационного захвата, с участием четно-четные ядер, основной электрический переход – это квадрупольный E2 – переход т.е. E1 – переход будет запрещен по правилу отбора по изотопическому спину. Другими словами, E1 – мультипольный переход является ответственных за радиационных переход ядра из дипольно-подобной формы в сферическую форму. Если у частиц участвующих в столкновениях одинаковые отношения заряда к массе, то они одинаково будут ускоряться в обобщенном электрическом поле ядра, соответственно такое ядро не будет принимать дипольно-подобную форму. И наоборот, если у этих частиц неодинаковые значения отношения заряда к массе, то со временем это ядро будут принимать форму диполя, пока не осуществиться дипольный радиационных переход. Это можно показать с помощью коэффициента матричного элемента электрического перехода  $C(E\lambda)$ , которого записывается следующем образом [2]

$$C(E\lambda) = i^\lambda \frac{1}{\lambda!!} \sqrt{\frac{\hat{\lambda}(\lambda+1)}{\lambda}} k_\gamma^{\lambda-1} \mu^\lambda \left( \frac{Z_a}{m_a^\lambda} + (-1)^\lambda \frac{Z_A}{m_A^\lambda} \right).$$

Если  $\lambda = 1$ , тогда для реакции образования лития в следующем канале  $\alpha + d \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$  коэффициент матричного элемента электрического перехода  $C(E1) = 0$  и соответственно  $\sigma(E) = 0$ , так как  $\frac{Z_d}{m_d} = \frac{Z_\alpha}{m_\alpha}$  в случае, если считать протон и нейтрон как два состояния одного нуклона.

Однако, в эксперименте было показано, что полученные данные сильно отличаются от теоретических данных при низких энергиях  $E < 200$  КэВ [2]. Это

означает, что есть некий фактор, который нельзя пренебречь при вычислении сечения реакций (или астрофизического  $S$  – фактора) в области низкой энергии. Оказывается, нельзя пренебречь  $E1$  – электрический переход в области низкой энергии. Потому что он дает большой вклад в полное сечение реакции именно в этой области и его вклад несколько раз больше, чем вклад  $E2$  – электрического перехода, несмотря на то что он запрещен по правилам отбора. Для того чтобы вычислить вклад  $E1$  – перехода в полное сечение реакции (эквивалентная величина к сечению – это астрофизический  $S$  – фактор) нужно применять такое предположение, что протон и нейтрон разные частицы, т.е. не будем использовать никакого приближения для протонов и нейтронов. Тогда значение  $C(E1)$  не обращается в нуль и нарушается правила отбора по изотопическому спину.

### 3. Результаты

На рисунках 3.1 и 3.2 приведены результаты расчетов астрофизических  $S$ -факторов с учетом как  $E1$ -  $E2$  – переходов и так и их суммы в разных диапазонах энергий. Как видно из рисунка 3.1 при низких энергиях доминирует вклад перехода  $E1$ . С ростом энергии вклад  $E2$  – перехода растет быстрее чем  $E1$  – переход и, при энергии около на 100 кэВ они равняются. При больших энергиях вклад  $E1$ - перехода становится незначительным.

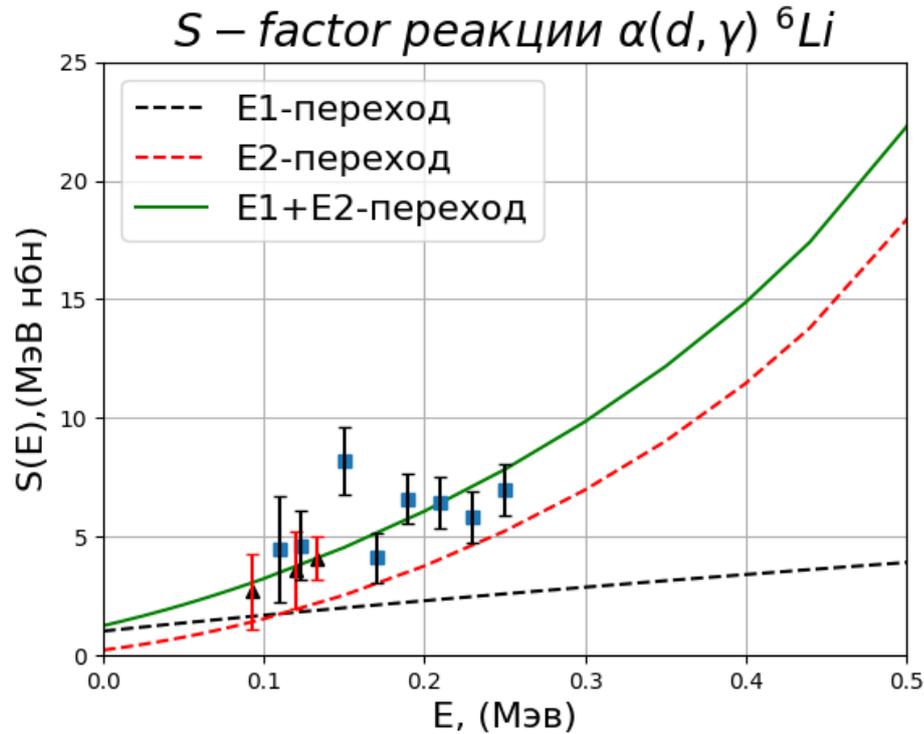


Рис. 3.1. Астрофизический *S*-фактор реакции радиационного захвата  $d(\alpha, \gamma) {}^6\text{Li}$   
 Линии: черная пунктирная линия - вклад E1-перехода, красная пунктирная  
 линия – вклад E2- перехода, зеленая сплошная линия – сумма вкладов E1- и  
 E2 – переходов.

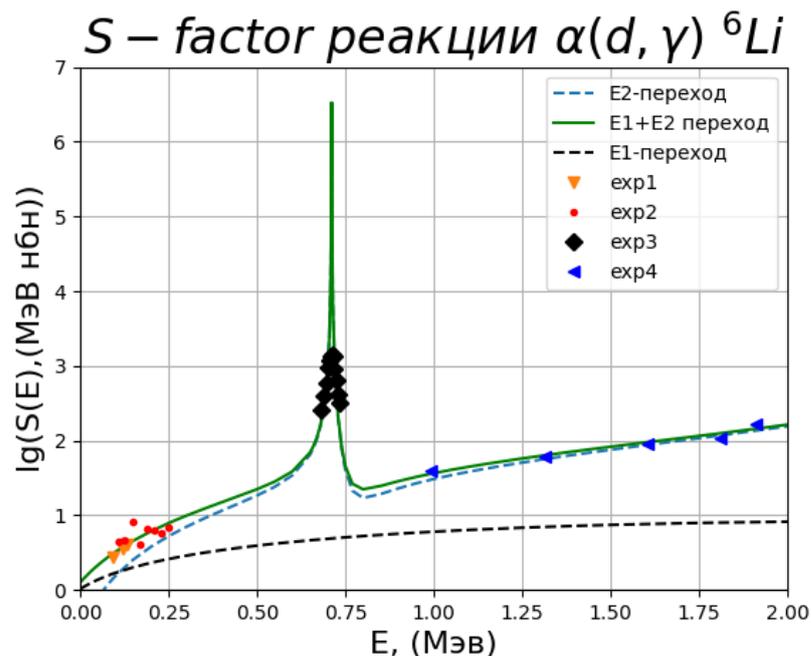


Рис. 3.2. Астрофизический  $S$ -фактор реакции радиационного захвата  $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$ . Точки: жирные красные точки(experiment2) – экспериментальные значения астрофизического  $S$ -фактора, полученные из анализа данных по ТДС для угла рассеяния  $\theta = 4^\circ$ . Жирные синие треугольники (experiment\_4) и черные ромбики (experiment\_3) приведены, соответственно, из [7] и [4].

Как видно из рис. 3.2, наши расчетные значения астрофизического  $S$ -фактора прекрасно совпадают с последними экспериментальными данными прямого измерения, полученными авторами работы [6]. График показывает, что наблюдается пик при энергии 0.71 МэВ, что соответствует резонансной энергии  $E(3^+) = 0.711$  МэВ [7,8]. На рисунке 3.3. приведено отношение вкладов  $E1$  к  $E2$ . Как видно из рисунка при астрофизических энергиях вклад  $E1$  – перехода становится больше до 5 раз и это прямо показывает, насколько важен учет данного перехода в расчете скорости реакции радиационного захвата в астрофизических важных энергиях. Если бы мы последовали правилу отбора по изоспину, согласно которому  $E1$ -переход считается запрещенным, мы совершили бы серьезную ошибку. В результате, мы не смогли бы обеспечить хорошее описание экспериментальных данных в области сверхнизких энергий. Другими словами, мы получили бы пунктирную красную линию (см. рис.3.1), которая не совпадает с экспериментальными данными в области низких энергий. Этот факт вновь подтверждает важность учета вклада дипольного электрического  $E1$ -перехода.

Отношение вкладов переходов  $E1$  и  $E2$

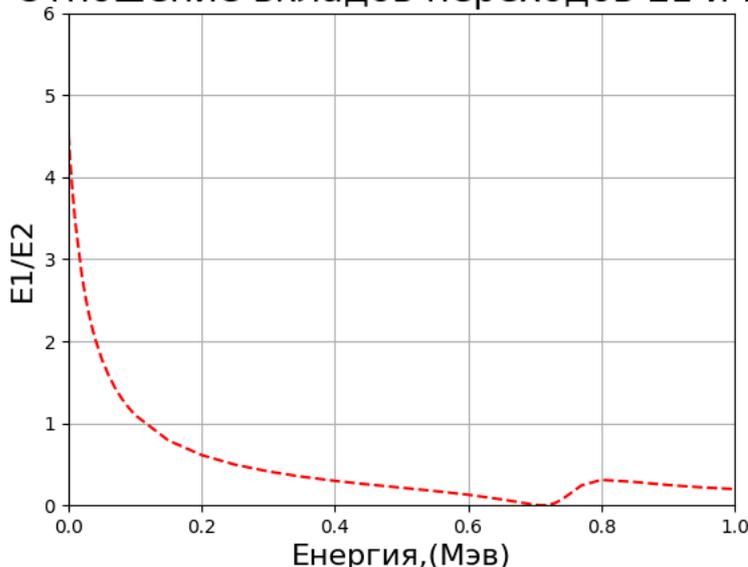


Рис. 3.3. Отношение вкладов  $E1$  – и  $E2$  – мультипольных переходов в процессе радиационного захвата  $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$ .

Для выяснения ситуации более подробно нами также было исследовано реакция радиационного захвата  $t + d \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ . Данная реакция не является столкновением четно – четных ядер и тут правила отбора по изоспину работает четко. Другими словами, в данном случае отсутствует какое – либо наложение запрещенности на  $E1$  – мультипольный переход. На рис. 3.4 приведены результаты расчетов  $E1$ - и  $E2$  – переходов для реакции  $\alpha + d \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ . Значение  $S$ -фактора при нулевой энергии составляет  $S(0) = 1.30 \pm 0.13$  МэВ нбн и хорошо согласуется с данными [9,10 ,11]. Как видно из рисунка при низких энергиях полностью преобладает  $E1$ - переход. На рисунке 3.5 приведено отношение вкладов  $E1$  – и  $E2$  – мультипольных переходов в процесс радиационного захвата  $t + d \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ . Как видно из рисунка вклад  $E2$ -перехода бесконечно мал относительно вклада  $E1$ -перехода.

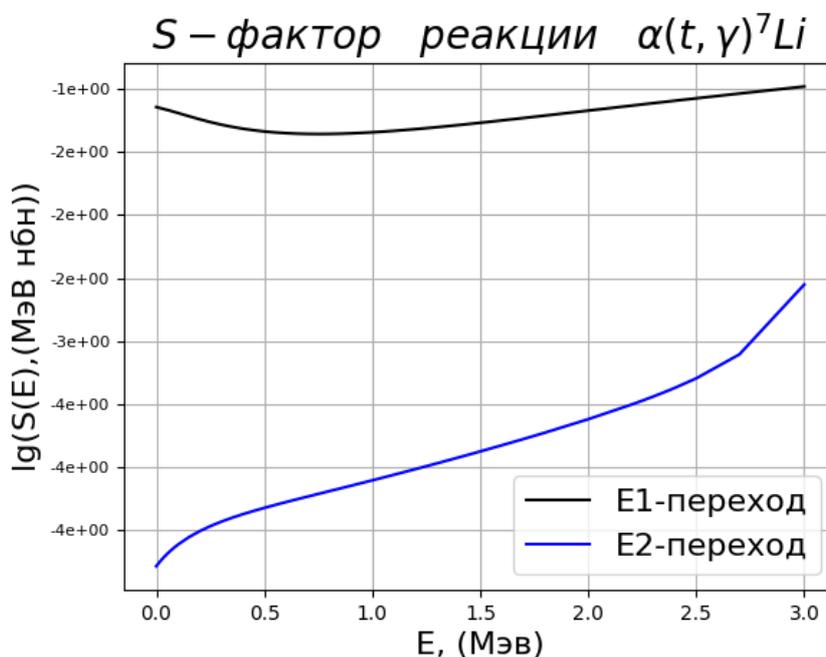


Рис. 3. 4. Астрофизический  $S$ -фактор реакции радиационного захвата  $t + d \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ . Линии: Черная линия — это вклад  $E1$ -перехода, синяя пунктирная линия — это вклад  $E2$ -перехода.

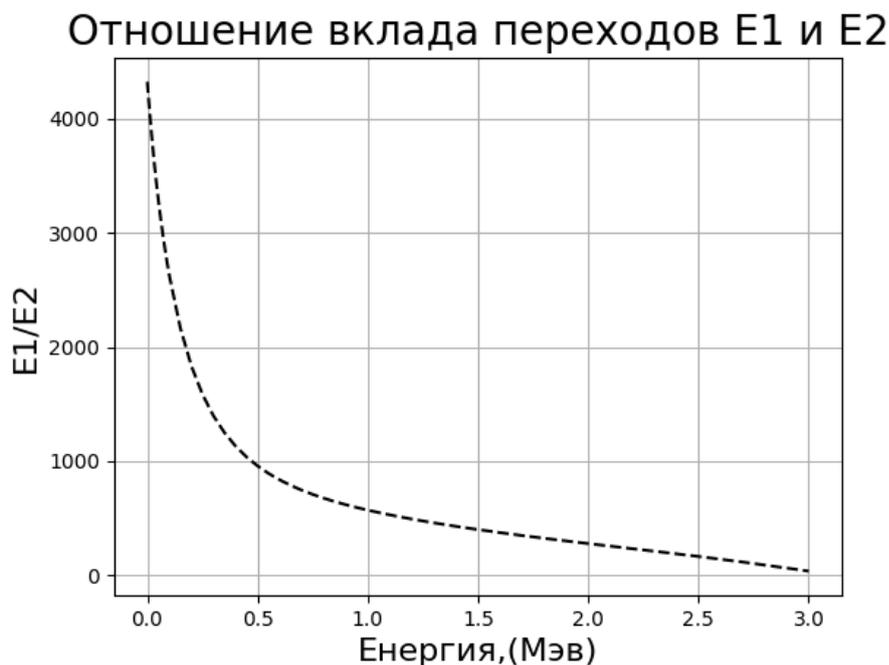


Рис. 3.5. Отношение вкладов  $E1$  – и  $E2$  – мультипольных переходов в процессе радиационного захвата  $t + d \rightarrow {}^7\text{Li} + \gamma$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были анализированы две реакции радиационного захвата:  $d(\alpha, \gamma){}^6\text{Li}$  и  $T(\alpha, \gamma){}^7\text{Li}$  в области сверхнизких энергий. Исследования показали:

- в реакциях радиационного захвата с участием четно-четных ядер очень важным является учет вклада  $E1$ -перехода, несмотря на запрещения этого перехода правилом отбора по изоспину;
- этот эффект усиливается с уменьшением энергии;
- в области высокой энергии можно пренебречь этим явлением, так как в этой области энергии вклад квадрупольного электрического  $E2$ -перехода несколько порядка больше, чем вклад дипольного электрического  $E1$ -перехода.

В заключении данной исследовательской работы предлагается провести проверку влияния запрещенных переходов на астрофизический  $S$ -фактор реакций, рассматриваемых в различных работах, особенно в случае четно-четных реакций. Несмотря на то, что данные переходы являются запрещенными согласно изоспиновой инвариантности, их вклад может оказаться значительным. Учет таких запрещенных переходов может пролить

свет на сложную структуру атомных ядер и природу сильного взаимодействия, происходящего в них.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mohr, H. Abele, R. Zwiebel, G. Staudt, H. Krauss, H. Oberhummer, A. Denker, J.W. Hammer and F. Wolf. Alpha scattering and capture reactions in the  $A=7$  system at low energies. //Phys. Rev.C. - American Physical Society, 1993. – Vol.48. – pp. 1420.
2. С.Б. Игамов. Модифицированные двух и трехчастичные методы расчета ядерно-астрофизических реакций радиационного захвата при сверхнизких энергиях // ДИССЕРТАЦИЯ на соискание ученой степени доктора наука (DSc) по физико-математическим наукам, 2019. Ташкент
3. К.Н. Kim, М.Н. Park, and В.Т. Kim, Radiative capture reaction  $7\text{Be}(p,\gamma)8\text{B}$  at low energies//Phys. Rev. C. – American Physical Society, 1987.- Vol. 35.- pp. 363-366.
4. И.Айзенберг и В.Грайнер, Механизмы возбуждения ядра// Атомиздат, 1973, 348 с, Гл.4. – С.107-112.
5. M. Anders, D. Trezzi, R. Menegazzo et al., First Direct Measurement of the  $2\text{H}(\alpha,\gamma)6\text{Li}$  Cross Section at Big Bang Energies and the Primordial Lithium Problem//Phys. Rev. Lett. – American Physical Society, 2014.- vol.113.- pp.042501-1 – 042501-5.
6. R. G.H. Robertson, P. Dyer, R.A. Warner, R.C. Melin, T.J. Bowles, A.B. McDonald, G.C. Ball, W.G. Davies, and E.D. Earle, Observation of the Capture Reaction  $2\text{H}(\alpha, \gamma)6\text{Li}$  and Its Role in Production of  $6\text{Li}$  in the Big Bang// Phys. Rev. Lett.- American Physical Society, 1981.- Vol.47.-pp. 1867-1893.
7. Mohr P. et al. Direct capture in the  $3+$  resonance of  $2\text{H}(\alpha, \gamma)6\text{Li}$  // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1994. -V.50. –N3.-p.1543-1549.
8. S.B. Igamov and R. Yarmukhamedov, Analysis of the Nuclear Astrophysical Reaction  $\alpha+d \rightarrow 6\text{Li}+\gamma$ //Physics of Atomic Nuclei.-Moscow (Russia), 1995.- Vol.58, No8 .- pp.1317-1310.
9. S.B. Igamov, A.M. Mukhamedzhanov, A.I. Sattarov, and R. Yarmukhamedov, in Abstracts of the International Nuclear Physics Conf, Beijing, China, August 21- 26, 1995, p.8.
10. N. A. Burkova, K. A. Zhaksibekova, M. A. Zhusupov, and R. A. Eramzhyan, Phys. Lett. B 248, 15 (1990).

## VIOLETION OF THE ISOSPINE SELECTION RULES OF MULTIPOLE REACTION TRANSITIONS

**Annotation.** The article is devoted to the study of the degree of importance of taking into account the violation of the isospin selection rule in radiative capture reactions involving even-even nuclei at low energies. Numerical calculations of the astrophysical S-factor of the reaction  $d(\alpha,\gamma)^6\text{Li}$  were carried out in the framework of the long-wavelength approximation. Calculations have shown that taking into account the violation of the isospin selection rule can increase the value of the astrophysical S-factor of the reaction fivefold at low energies.

## ОСОБЕННОСТИ И НЕДОСТАТКИ ПРИМЕНЕНИЯ КОБАЛЬТА-60 В МЕДИЦИНЕ

Газиев Х.Э., Егамбердиев Б. Б.

Филиал Российского национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» в г. Ташкенте

**Цель.** Исследовать в каких отраслях медицины используется кобальт-60 и какие особенности, и недостатки обладает кобальт-60 при применении в разных областях медицины.

**Введение.** Кобальт-60 (Co-60) — это радиоактивный изотоп кобальта. Он имеет атомный номер 27 и массовое число 60.  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) получают в результате поглощения нейтронов природным кобальтом-59. Для производства подходит практически любой реактор.

**Материалы и методы исследования.** В процессе изучения нами был проведен обзор научной литературы, ее анализ и обобщение.

**Результаты.** Кобальт-60 используется в медицинском и промышленном применении, включая радиотерапию, стерилизацию медицинского оборудования и пищевых продуктов, исследования материалов и другие цели.

Аюбов Л.Ю. в своей статье «Гамма-излучение в инновационных медицинских технологиях» пишет: «Изотоп кобальта-60 обладает высокой проникающей способностью и не требует электричества, а главное поток гамма-квантов располагается в пределах радиационной безопасности для пациентов и персонала».

$^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) является радиоактивным источником, который в свою очередь генерирует гамма-излучение с высокой энергией, которое может проникнуть через различные ткани человеческого организма, из-за чего широко используется в радиографии, одним из методов диагностики, используемые в медицине.

В настоящее время Гамма-излучение  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) обладает высокой проникающей способностью и может эффективно уничтожать раковые клетки. Это делает его полезным инструментом в радиотерапии рака, позволяя лечить и контролировать злокачественные опухоли. В радиотерапии  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) находится в виде искусственного источника радиации, который помещается в аппарат, называемый линейный ускоритель. Линейный ускоритель генерирует поток гамма-лучей, которые проникают внутрь тканей и облучают опухоль. Одной из основных преимуществ радиотерапии с использованием кобальта-60 является возможность точного направленного воздействия на раковую опухоль, минимизируя воздействие на здоровые ткани. У  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) долгий период

полураспада (5,27 лет), что позволяет использовать один источник облучения в течение продолжительного времени без необходимости частой замены. Это уменьшает расходы и обеспечивает стабильность в качестве лечения.  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) используется в двух видах облучения:

- дистанционное облучение;
- контактное облучение.

Основные болезни, против которых используется гамма-излучение с кобальтом-60 в радиотерапии:

-  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) используют для проведения высокодозовой брахитерапии (ВДБ). Однако большая энергия гамма-излучения кобальта-60 ( $>1$  МэВ) приводит существенному облучению жизненно важных органов человека;

- также в отделении радиохирургии НИИ клинической онкологии ОНЦ им. Н. Н. Блохина РАМН разработана методика внутритканевой лучевой терапии рецидивов и метастазов рака во влагалище с применением поэтапного введения неактивных интрастатов и радиоактивных источников излучения  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60);

- гамма-излучение с  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) может использоваться для лечения рака позвоночника, который обусловлен злокачественными опухолями в позвоночном столбе или распространением опухоли до позвоночника;

-  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) используется для лечения рака груди после операции удаления опухоли. Она помогает уничтожить остаточные раковые клетки и предотвращает рецидив заболеваний;

- гамма-излучение с помощью  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) может быть использовано в качестве дополнительного метода лечения рака легких, после операций или в комплексном лечении с химиотерапией.

Наиболее широко для лучевой стерилизации применяется гамма-излучение с изотопом  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60). Гамма-излучение с кобальтом-60 по сравнению с бета-излучением отличается своей высокой проникающей способностью и поэтому на сегодняшний день с использованием  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) стерилизуют медицинские перчатки, шприцы, перевязочные изделия, некоторые лекарственные препараты, атравматические иглы, электрокардиостимуляторы, трахеотомические канюли, вакцины, биологические ткани, сыворотки и многое другое. Доза, нужная для стерилизации по большей части колеблется от 10 до 100 кГр. Во время стерилизации объект не подвержен к увеличению температуры, максимальный рост температуры составляет несколько градусов, а время обработки составляет 0,2 – 2 секунды.  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) использует не только для стерилизации медицинских изделий, но и применяется для стерилизации насекомых, распространяющие такие заболевания как вирус Зика и лихорадка денге.

Однако, следует отметить, что радиография с использованием гамма-излучения радиоактивным источником  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) является относительно редко используемым методом в медицине, поскольку имеет высокую проникающую способность и требует специализированного оборудования и мер безопасности. При лечении больных с большими размерами тела (с переднезадним размером, намного превышающим 15 см) возникают действительные трудности в обеспечении нужного лечения с помощью кобальта-60, а также при использовании  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) требуются специальные меры предосторожности для защиты персонала и пациентов от излучения. Неправильное использование может привести к негативным последствиям в виде радиационного воздействия.

**Вывод:**  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) не эффективен в радиографии из-за своей высокой проникающей способности, но практичен в радиотерапии, так как  $^{60}\text{Co}$  (кобальт-60) долгий период полураспада, и также практичен в стерилизации из-за своей высокой проникающей способностью.

#### Литература:

1. Аюбов Л.Ю., Эльканова Л.М. Гамма-излучение в инновационных медицинских технологиях // MATERIALS OF CONFERENCES INTERNATIONAL JOURNAL OF EXPERIMENTAL EDUCATION №3. 2016. p.42-43.
2. О. А. Кравец, Л. А. Марьина, В. Н. Чехонадский, А. О. Русанов. Сочетанная лучевая терапия рака шейки матки с использованием иридия-192// Clinical Investigations. p.11-13.
3. Григорьева А.А., Булавская А.А., Милойчикова И.А., Стучебров С.Г. Создание индивидуальных коллиматоров для формирования медицинских пучков гамма-излучения источника  $^{60}\text{Co}$ . // Conference Tomsk Polytechnic University. 2020. С84.p.110-111.
4. Н. О. Содиков, Ш. Н. Худайкулова, М.Н. Содиков, Ф. Н. Темиров. Использование радиоизотопов для диагностики и терапии различных онкологических заболеваний // Проблемы биологии и медицины. 2018. №3(102).p.202-204.
5. Абдукадирова Л.К. доц. ТМА. Узбекистан. Радиационная защита врачей радиологов в отделениях лучевой терапии. // Laboratorium WIEDZY Artur Borcuch. Volume.23. 2022. p.38-41.
6. G. E. Adams, Syed Ali, Celia Anatalio, N. M. Bleehen, D. G. Bratherton, L. Cohen, M. Cohen, K. Duncan, F. Ellis, F. Gauwerky, Z. Hlasivée, B. Johansson, M. Kingsley-Pillers, J. Kirk, A. Laugier, J. S. Mitchell, T. Norin, El Sheikh Abdel Rahman, F. J. Samarrae, M. D. Snelling, F. O. Sobo, K. Tungsubutra,

- Ю. И. Воробьев, R. Walstam, J. V. Watson, R. Wideröe, M. Zaharia. Оптимизация лучевой терапии // Всемирная организация здравоохранения. Серия технических докладов. №644. Всемирная организация здравоохранения. Женева. 1982. p.15-28.
7. Бортник Д.А., Круглицкая У.Ю. Стерилизация хирургических инструментов радиацией. – 2023.
8. А. М. Рябцев, М. И. Нечушкин, Л. А. Марьина, Н. С. Андросов. Внутритканевая лучевая терапия рецидивов и метастазов рака тела и шейки матки во влагалище с применением радиоактивных источников излучения кобальт-60 // Вестник РОНЦ им. Н. Н. Блохина РАМН. – 1994. – Т. 5. - №. 5. – С.86-88.
9. Шелестун А., Елисеева Т. Кобальт (Co) – значение для организма и здоровья, где содержится. // Журнал здорового питания и диетологии. – 2022. Т.2. - №. 20. – С. 83-90.
10. Тарасенко О. Н., Педаченко Ю. Е. Радиохирургия в лечении нейрохирургических заболеваний. // Український вісник медико-соціальної експертизи. – 2012. – №. 1. – С. 84-90.

## FEATURES AND DISADVANTAGES OF THE USE OF COBALT-60 IN MEDICINE

**Annotation.** The article discusses important industries where cobalt-60 is used in medicine and showed the specific features of the use of cobalt-60 in the medical fields as one of the optimal options, and some disadvantages that show that the use of cobalt-60 in these areas is unfavorable.

## МНОГОКВАНТОВЫЕ ФОТОПРОЦЕССЫ В АТОМАХ И ГОМОЯДЕРНЫХ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛАХ В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ЭЛЛИПТИЧЕСКИ- ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Малышева А. Р., студентка группы ТФ19-142, направления  
«Ядерные физика и технологии».

Научный руководитель - Пяк П.Э., завкафедрой естественнонаучных  
дисциплин, кандидат физико-математических наук.

**Аннотация.** В статье рассмотрен нелинейный фотопроецесс надпороговой ионизации (НПИ), протекающий при взаимодействии интенсивного эллиптически-поляризованного лазерного поля с атомами аргона ( $Ar$ ) и двухатомными молекулами азота ( $N_2$ ), имеющих практически идентичные потенциалы ионизации для сравнительного анализа процесса НПИ в зависимости от особенностей электронного строения атомов и молекул, исключая при этом отличие в энергиях переходов. Показано, что энергетические спектры фотоэлектронов чувствительны к изменению степени эллиптичности лазерного излучения, а также существенно зависят от электронной структуры атомов и молекул.

**Ключевые слова:** многоквантовые фотопроецессы, надпороговая ионизация, энергетические спектры фотоэлектронов, атомные и молекулярные орбитали.

Многоквантовый фотопроецесс надпороговой ионизации атомов и молекул возникает при их взаимодействии с внешним лазерным полем большой интенсивности и характеризуется поглощением в одном элементарном акте взаимодействия большого количества фотонов  $N \geq N_0$ , где  $N_0 = [I_p/\omega] + 1 \gg 1$  - минимальное количество фотонов, требуемое для преодоления потенциала ионизации  $I_p$  атома/молекулы ( $[x]$  - целая часть переменной  $x$ ,  $\omega$  - частота кванта излучения).

Поскольку описание процесса требует одновременно и в равной степени учитывать взаимодействие с лазерным полем и кулоновское взаимодействие электронов с полем атомного или молекулярного остатка [1], что является сложной теоретической задачей, для решения использовались различные приближения и принципы, такие как: стандартное одноэлектронное приближение, нерелятивистский случай, S-матричный формализм [2], дипольное приближение, приближение сильного поля [3], стандартное приближение Келдыша [4].

Согласно  $S$ -матричному формализму, амплитуда процесса надпороговой ионизации атома может быть представлена с помощью стандартного матричного элемента по ЭМ взаимодействию  $\widehat{W}(\mathbf{r}, t)$ :

$$A_{i \rightarrow f} = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \int d^3\mathbf{r} \langle \Psi_f(\mathbf{r}, t) | \widehat{W}(\mathbf{r}, t) | \Phi_i(\mathbf{r}, t) \rangle$$

где  $\Phi_i(\mathbf{r}, t)$  – начальная волновая функция электрона в атоме,  $\widehat{W}(\mathbf{r}, t)$  – взаимодействие электрона с полем лазерного излучения,  $\Psi_f(\mathbf{r}, t)$  – конечная волновая функция электрона (после ионизации).

В свою очередь амплитуда надпороговой ионизации молекулы:

$$A_{i \rightarrow f} = -iC(\kappa) \int_{-\infty}^{\infty} dt \int d^3\mathbf{r} \langle \Psi_f(\mathbf{r}, t) | \widehat{W}(\mathbf{r}, t) | \Phi_i(\mathbf{r}, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, t) \rangle$$

$\Phi_i(\mathbf{r}, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, t)$  – начальная волновая функция электрона в молекуле,  $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2$  – координаты ядер в молекуле.

В работе проведены расчеты энергетических спектров фотоэлектронов, образуемых при надпороговой ионизации атомов аргона ( $Ar$ ) и молекул азота ( $N_2$ ), имеющих практически идентичные потенциалы ионизации:  $Ar$  ( $I_p = 15.75$  eV) и  $N_2$  ( $I_p = 15.58$  eV). Это дает возможность изучить процесс надпороговой ионизации исходя из особенностей электронного строения атомов и молекул, исключая при этом отличие в энергиях переходов. Другими словами, сравнительное изучение процесса надпороговой ионизации в идентичных по потенциалам ионизации квантовых системах (атомах и молекулах), даёт сведения о влиянии их электронной структуры (электронных оболочек). На рисунках 1 и 2 представлены интегральные энергетические спектры фотоэлектронов, возникающие в процессе надпороговой ионизации атомов и молекул. Видно, что энергия фотоэлектронов чувствительна к изменению параметров лазерного излучения, таких как интенсивность  $I$  и степень эллиптичности поляризации  $\xi$ . Энергетические спектры расширяются в области высоких энергий при росте, то есть увеличивается количество высокоэнергетических электронов. Объясняется это высокой интенсивностью насыщения надпороговой ионизации молекул: чем больше интенсивность излучения, тем большее количество фотонов могут поглотить электроны в процессе надпороговой ионизации и, следовательно, растёт их энергия. Интенсивность насыщения  $I_{нас}$  определяется как лазерная интенсивность, при которой ионизируется 99% атомов или молекул к концу действия лазерного импульса.

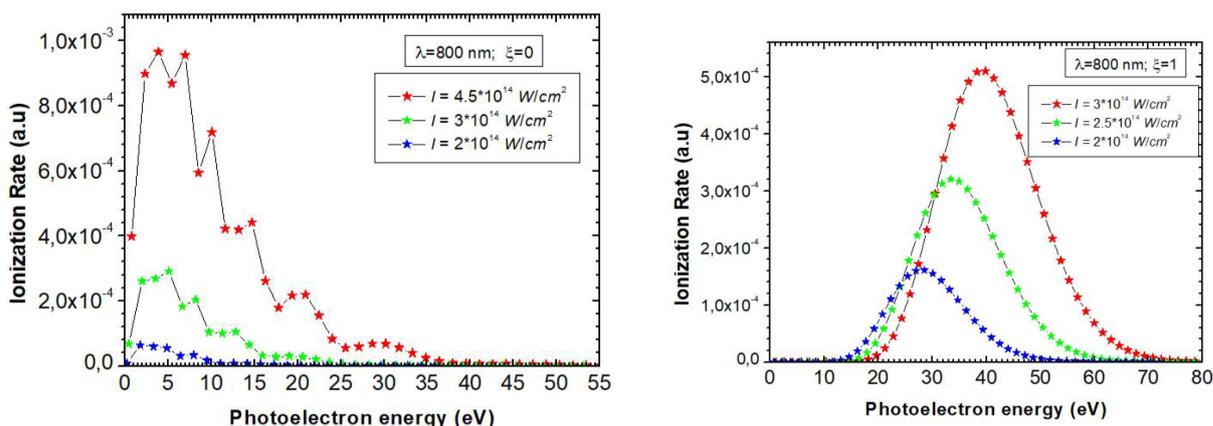


Рис.1. Энергетические спектры фотоэлектронов для атомов Ar при разных  $\xi$ :  
 а)  $\xi = 0$  – линейная поляризация; б)  $\xi = 1$  – циркулярная поляризация

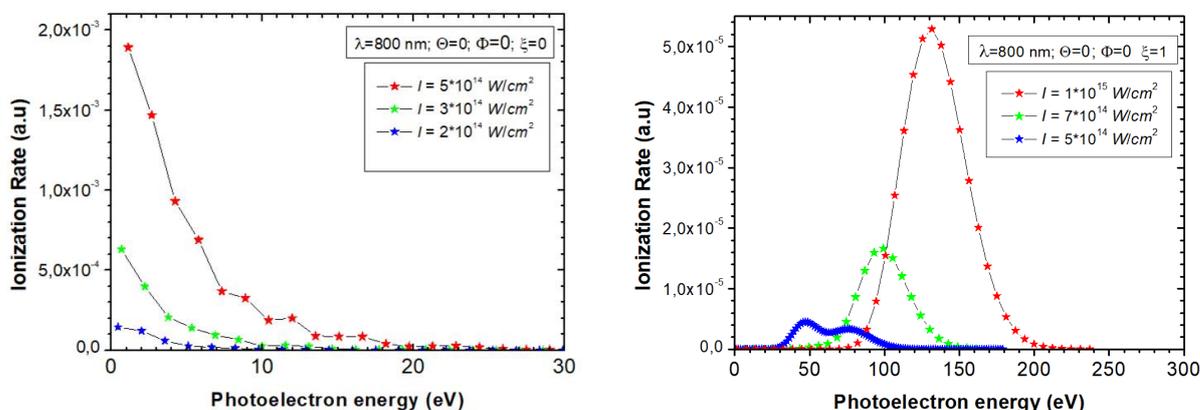


Рис.2. Интегральный энергетический спектр фотоэлектронов для  $N_2$  при ориентации вдоль оси Oz и разных  $\xi$ : а)  $\xi = 0$ ; б)  $\xi = 1$

**Заключение.** Из полученных спектров видно, что при увеличении параметра эллиптичности вероятность ионизации молекул сильно падает, а энергетические распределения смещаются в сторону более высоких энергий. Увеличение энергий фотоэлектронов, которые могут рекомбинировать на остаточный ион, подразумевает увеличение энергии рекомбинированного фотоэлектрона, а производимые при этом высокочастотные фотоны обладают энергиями в несколько раз превышающими частоту ионизирующего излучения. Показано, что молекулы более эффективны для получения фотоэлектронов с высокими энергиями, чем атомы. Развита общая модель надпороговой ионизации атомов и молекул в эллиптически-поляризованных лазерных полях большой интенсивности, вне рамок теории возмущений, в настоящее время существует только теоретическая модель для описания процесса НПИ атомов и молекул в линейных электромагнитных полях [5].

### Список Литературы:

- [1] Atef S. Titi Above threshold ionization and the role of the Coulomb potential // A dissertation for the Degree of Doctor of Philosophy // University of Windsor – 2011
- [2] Reiss H.R. Theoretical methods in quantum optics: S-matrix and Keldysh techniques for strong-field processes // Prog. Quant. Electr. – 1992. – V.16. – P.1-71.
- [3] Usachenko V.I. and Chu Shih-I. Strong-field ionization of laser-irradiated light homonuclear diatomic molecules: A generalized strong-field approximation–linear combination of atomic orbitals model // Phys. Rev. A. – 2005. –V.71.– P.063410-1.
- [4] Reiss H.R. Complete Keldysh theory and its limiting cases // Phys. Rev. A. – 1990. – V.42, №3. – P.1476.
- [5] Пяк П.Э. Многоквантовые фотопроцессы в атомах и гомоядерных двухатомных молекулах в поле интенсивного лазерного излучения // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук // Национальный Университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека – 2010.

## MULTI-QUANTUM PHOTOPROCESSES IN ATOMS AND HOMONUCLEAR BITOMIC MOLECULES IN THE FIELD OF INTENSE LASER ELLIPTICALLY POLARIZED RADIATION

**Abstract.** The article observes a nonlinear photo process of above-threshold ionization (ATI), which occurs during the interaction of intense elliptically polarized laser field with argon atoms ( $Ar$ ) and diatomic nitrogen molecules ( $N_2$ ), having almost identical potentials of ionization for realization of the comparative analysis of the ATI process depending on the features of atomic and molecular electronic structures, excluding the difference in the transition energies. It is demonstrated that the energy spectrum of photoelectrons is sensitive to changes in the ellipticity degree of laser radiation and at the same time depends significantly on the electronic structure of atoms and molecules.

## Слабосвязанные состояния нейтронов в гравитационных полях

М.М. Казиева, А.В. Хугаев

Физический факультет, филиал Национального исследовательского ядерного университета "МИФИ", Ташкент, Узбекистан

Институт ядерной физики, Ташкент, Узбекистан

**Аннотация:** Изучение квантовых состояний в гравитационных полях, особенно на малых расстояниях, представляет сложную задачу из-за их относительной слабости по сравнению с другими полями. Ультрахолодные нейтроны (УХН) предоставляют уникальную возможность исследовать это явление. Понимание влияния гравитации на квантовые явления и их взаимодействие является актуальной темой как в фундаментальной физике, так и в астрофизике. Анализ энергетического спектра слабосвязанных нейтронов расширяет наше понимание как квантовой гравитации, так и структуры нейтронных звезд. Исследование также дает информацию о модифицированных теориях гравитации и их воздействии на квантовые системы.

**Ключевые слова:** Ультрахолодные нейтроны, гравитационное поле, нейтронные звезды.

Данная работа подробно анализирует и рассматривает результаты экспериментов В.В. Несвижевского[1], связанные с обнаружением слабосвязанных состояний ультрахолодных нейтронов в гравитационном поле Земли. На основе эмпирических данных разработано уравнение для энергии нейтрона в гравитационном поле с потенциалом в виде:

$$\delta V(r) = \begin{cases} -\gamma M m \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{R_0} \right), & r > R_0 \\ \infty, & 0 \leq r \leq R_0 \end{cases}.$$

Используя функции Бесселя[2], были

получены следующие выражения:

$$\frac{d^2 f}{dz^2} - \frac{z}{(i\beta)^2} f = 0,$$

$$f(z) = c_N \sqrt{z} \left[ J_{\frac{1}{3}} \left( \frac{2z^{\frac{3}{2}}}{3\beta} \right) + J_{-\frac{1}{3}} \left( \frac{2z^{\frac{3}{2}}}{3\beta} \right) \right], \quad J_{\frac{1}{3}} \left( \frac{2z^{\frac{3}{2}}}{3\beta} \right) + J_{-\frac{1}{3}} \left( \frac{2z^{\frac{3}{2}}}{3\beta} \right) = 0,$$

Сравнение наших результатов с результатами вышеупомянутых работ представлено в следующей таблице:

N	$\zeta_n$	$E_n$ -th	$E_n$ -exp	$E_n$ -our
1	2.3834	1.3767	1.4	1.39597
2	5.5105	2.42191	2.5	2.4558
3	8.6474	3.27356	3.3	3.31937
4	11.7868	4.0255	4.1	4.08183
5	14.9272	4.71261	-	4.77855

С использованием этого описания, были проведены оценки, связанные с формированием связанных состояний нейтронов во внешнем гравитационном поле нейтронной звезды в сравнении с гравитационным полем Земли, и было обнаружено усиление эффекта на 7-8 порядков, что указывает на

практическую значимость полученных результатов. В этом случае полученные результаты представлены в следующей таблице:

n	$E_n$ on NS	$E_n$ , on Earth (th.)
1	$5.68 \cdot 10^{-5}$	$1.40 \cdot 10^{-12}$
2	$9.92 \cdot 10^{-5}$	$2.46 \cdot 10^{-12}$
3	$1.34 \cdot 10^{-4}$	$3.32 \cdot 10^{-12}$
4	$1.65 \cdot 10^{-4}$	$4.08 \cdot 10^{-12}$
5	$1.93 \cdot 10^{-4}$	$4.77 \cdot 10^{-12}$

В таблице приведены параметры нейтронных звезд и сравнение их с теоретическими результатами, полученными в гравитационном поле Земли.

$$g_{\text{НЗ}} = \left(\frac{M_{\text{НЗ}}}{M_3}\right) \left(\frac{R_3}{R_{\text{НЗ}}}\right)^2 \cdot g = \eta g,$$

$$E_n^{(NS)} = \left(\frac{9m}{8} (\alpha_n g \hbar)^2\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \eta^{\frac{2}{3}} \rightarrow E_n^{(E_{\text{earth}})} \eta^{\frac{2}{3}},$$

Однако для более точных оценок необходимо решение задачи, учитывающей влияние гравитационного поля на спектр нейтрона в поле нейтронной звезды с учетом эффектов общей теории относительности. Первый подход в этом направлении - переосмысление решения уравнения Шрёдингера для формирования связанного состояния нейтрона в виде:

$$g^{ij}(\nabla_i \nabla_j - \Gamma_{ij}^k) \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_{\text{eff}}(r)) \psi = 0$$

Проведен анализ различий в значениях энергии, представленных в таблице, для выводов о коэффициенте Рандалла-Сундрума. Этот анализ энергий



слабосвязанных нейтронов на поверхности нейтронной звезды обогатил понимание их физических характеристик. Дальнейший исследовательский потенциал заключается в анализе гравитационных и квантовых эффектов на малых расстояниях. Анализ включает спектр нейтронов и волновые функции в полой сфере с учетом поправок к закону тяготения на малых расстояниях. Это позволило проверить тяготение на малых расстояниях и определить параметры компактификации для теории Рандалла-Сундрума[3].

Исследовано совместное влияние гравитации и квантовой механики на малых расстояниях, учитывая гравитационный потенциал и волновую природу нейтрона. Анализ упрощен с предположением о нахождении нейтрона внутри сферы. Получено уравнение для волновой функции с учетом эффектов гравитации и квантовой механики.

В результате проведенных в данной исследовательской работе экспериментов и анализов были более точно уточнены результаты исследований В.В. Несвижевского с применением УХН в гравитационном поле Земли[4]. Важным результатом данной работы является подтверждение того, что энергетический спектр нейтрона содержит информацию о значении параметра компактификации в случае наличия дополнительного измерения на малых расстояниях:

$$\varphi(r) = -\frac{\gamma M}{r} \left( 1 + \frac{l_s^2}{r^2} \right)$$

$$U(x) = \begin{cases} -\frac{\gamma M m}{R} \left( 1 + \frac{l_s^2}{R^2 - x^2} \right), & 0 < x^2 < (R - r_n)^2 \\ \infty, & x^2 = (R - r_n)^2 \end{cases}$$

$$\frac{d^2 f}{d\eta^2} + \beta l_s^2 \eta^2 f = E f, \quad \psi = C \cos \lambda_k x$$



$$\psi = C \cos \lambda_k x$$

$$C = \sqrt{\frac{2}{R + \frac{1}{2\lambda_k} \sin 2\lambda_k R}},$$

$$\psi(x, l_s) = \sqrt{\frac{2}{R + \frac{1}{2\lambda_k} \sin 2\lambda_k R}} \cos \lambda_k x, \quad \lambda_k = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} \left( \gamma \frac{Mm}{R} \left( 1 + \frac{l_s^2}{R^2} \right) - E \right)}$$

$$E_k = \gamma \frac{Mm}{R} \left( 1 + \left( \frac{l_s}{R} \right)^2 \right) - \frac{(\hbar\pi)^2}{8mR^2} (1 + 2k)^2$$

Этот параметр играет существенную роль в современных теориях, таких как теория струн и теория больших дополнительных измерений, и его определение имеет глубокое значение для понимания фундаментальных свойств нашей Вселенной, включая физику на малых расстояниях и структуру пространства-времени.

**Заключение:** Мы описали эксперимент В.В.Несвижевского, в котором им были определены связанные состояния нейтронов в гравитационном поле Земли. Нам удалось более точно описать эти результаты.

Наши результаты были применены к поведению нейтронов в гравитационном поле НЗ и нам удалось показать усиление эффекта на 7-8 порядков по энергии. Однако для более точного решения этой задачи требуется решить УШ с учетом эффектов общей теории относительности.

Нами было исследовано поведение закона тяготения Ньютона на малых расстояниях. Была рассмотрена задача по определению спектра нейтрона внутри полой, однородной сферы. Нам удалось связать энергетический спектр нейтронов с параметрами модели Рэндалла-Сундрума.

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] V.V. Nesvizhevsky et al., *Nucl. Instrum. Method. A*, 440(3), 754 (2000)
- [2] G.N. Watson, *A Treatise on the theory of Bessel functions*, (Cambridge University Press, Cambridge, reprinted in 1996)
- [3] L. Randall and R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.*, 83, 4690 (1999)
- [4] V.V. Nesvizhevsky et al., *Phys. Rev. D*, 67, 102002 (2003)

### Weakly bound states of neutrons in gravitational fields

**Annotation:** Studying quantum states in gravitational fields, especially at short distances, poses a challenging task due to their relative weakness compared to other fields. Ultracold neutrons (UCN) provide a unique opportunity to investigate this phenomenon. Understanding the influence of gravity on quantum phenomena and their interplay remains a pertinent subject in both fundamental physics and astrophysics. Analyzing the energy spectrum of weakly bound neutrons expands our comprehension of both quantum gravity and neutron star structures. The research also offers insights into modified theories of gravity and their impact on quantum systems.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ В ПРОГРАММНОМ КОМПЛЕКСЕ DIGSILENT POWERFACTORY

**М.О.Халикова, Э.И. Адхамов**

Анализ устойчивости является ключевой задачей в электроэнергетике, особенно при увеличении доли распределенной генерации, изменении нагрузок и других динамических факторов. В высоковольтных распределительных сетях с разнородной нагрузкой и источниками генерации, такими как возобновляемые источники энергии (ветряные и солнечные установки), а также промышленные и городские нагрузки, становится особенно важным обеспечить стабильность и надежность работы системы.

На сегодняшний день обеспечения динамической устойчивости в электроэнергетических системах имеет важное значение для эффективной и безопасной работы энергетической инфраструктуры. Использование программного комплекса DigSilent Power Factory для проектирования и анализа является хорошим подходом, так как современные программы для симуляции позволяют моделировать различные сценарии и события, что позволяет оценить поведение системы в разных условиях.

Расчет динамической устойчивости и анализ влияния различных сценариев требуют изменения конфигурации электрических систем, добавления новых элементов и нагрузок. Это может включать в себя ввод новых генераторов, линий, трансформаторов, а также изменение параметров существующих элементов.

Относительно релейных защит, их правильная настройка и определение времени срабатывания играют важную роль в обеспечении безопасности системы. Критическое время отключения является ключевым параметром, который определяет, как быстро система будет реагировать на возмущение и включать защитные механизмы. Это имеет большое значение для предотвращения серьезных нарушений в работе системы и минимизации потенциального ущерба.

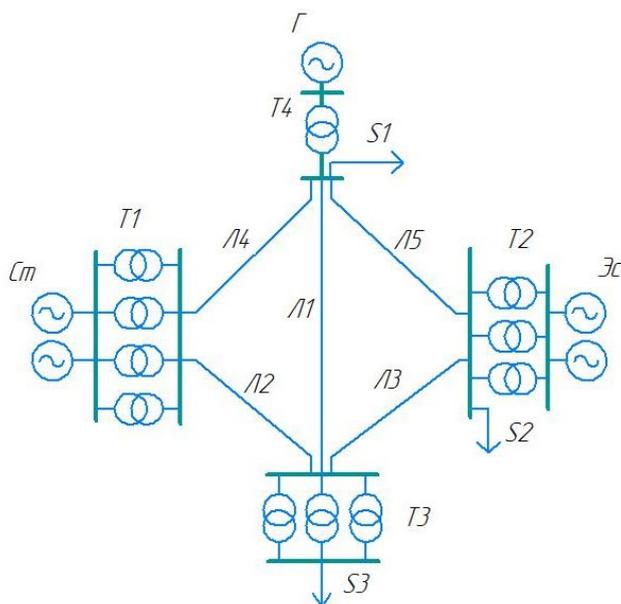
Использование программного комплекса DigSilent PowerFactory и функции Time Domain simulation определяет более точно критические параметры и настроить релейные защиты. Важно также учесть различные сценарии и возможные комбинации событий для обеспечения максимальной устойчивости электрической системы.

Расчет потокораспределения (или расчет режима) является важным этапом при проектировании и анализе электрических сетей, поскольку позволяет определить, как электроэнергия будет распределена между различными узлами системы, какие мощности будут поступать и отбираться в узлах, и какие потери будут возникать на элементах сети.

Выбор различных типов шин (Slack-Bus, PV-Bus и PQ-Bus) отражает разнообразие характеристик узлов системы, таких как генераторы, нагрузки и пункты поддержания напряжения. Решение системы уравнений баланса мощностей и уравнений Кирхгофа для каждого узла позволяет определить напряжения, мощности и потери в сети.

Использование численных методов, таких как метод Ньютона-Рафсона и метод Гаусса-Зейделя, позволяет эффективно решать нелинейные и сложные системы уравнений, которые встречаются в задачах потокораспределения. Программные комплексы, такие как DigSilent PowerFactory, значительно упрощают и ускоряют этот процесс, делая его более точным и надежным.

С учетом сложности электрических систем в современных энергетических сетях, где есть разные типы генерации, нагрузок и элементов сети, расчет потокораспределения становится важным инструментом для обеспечения стабильности и эффективности работы системы. Использование метода Ньютона-Рафсона в программном комплексе DigSilent PowerFactory определяет точные и



репрезентативные результаты, что позволит лучше понимать динамику и характеристики электроэнергетической систем.

Рис. 1. Структурная схема электроэнергетической системы

На рисунке 1 приведена исследуемая схема. Данные генераторов смоделированные в DigSilent PowerFactory

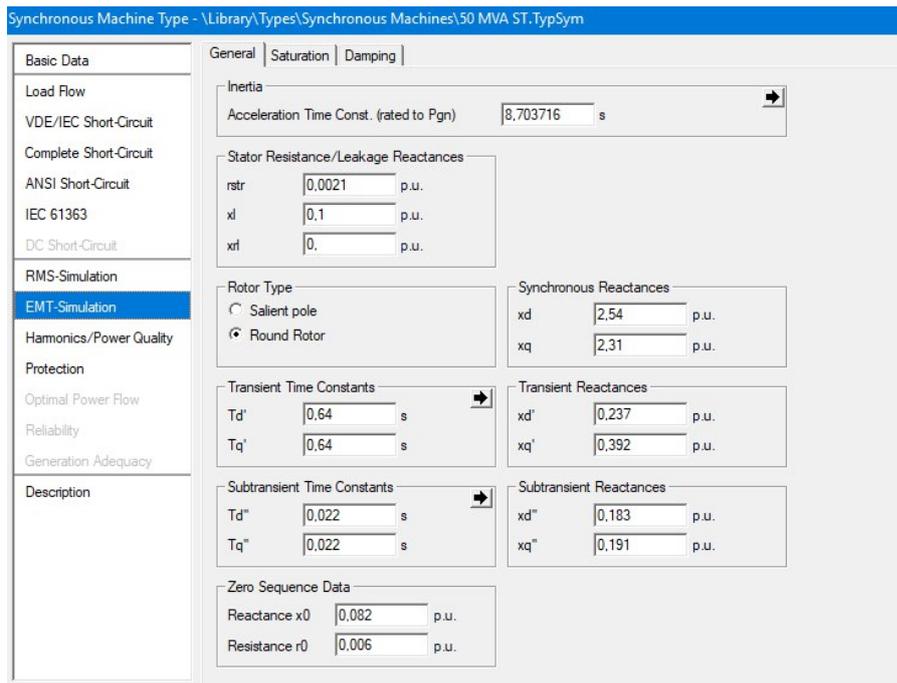


Рисунок 2 Данные генератора ЭС

Параметры модели генератора ЭС, при симуляции электро-механических переходных процессов.

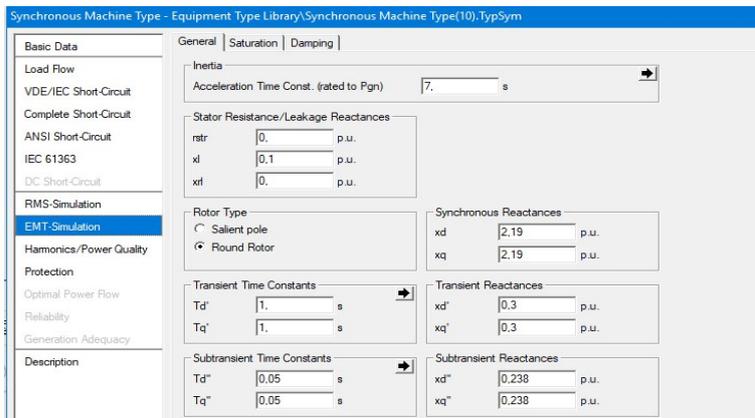


Рисунок 3. Параметры модели генератора Г, при симуляции электро-механических переходных процессов

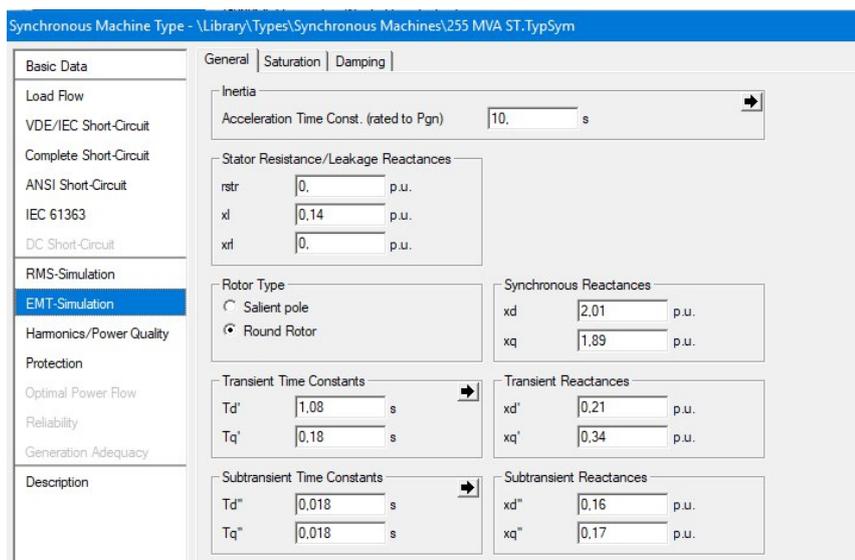


Рисунок 4. Параметры модели генератора Ст, при симуляции электромеханических переходных процессов.

После переведении всех данных в программу DigSilent PowerFactory, нужно проверить может ли вообще система существовать с теми элементами с данными параметрами. Для этого произведем анализ потокораспределения, другими словами, Power Flow Analysis. Определяется напряжение на всех шинах, проверяем насколько оно соответствует установленному значению. В случае если определенные элементы схемы будут перегружены, то необходимо менять эти элементы и ставить более мощные. Если напряжения на шинах сильно отличаются от установочного, то нужно изменить либо мощность нагрузки либо поменять ЭДС генератора.

Как мы видим на рис. 5 все шины зеленые. Что говорит о том, что напряжения на шинах примерно 1 о.е. с точность до 2%. И лишь шина на низшей стороне трансформатора ТЗ горит голубым цветом. Так как разница от номинально напряжения составляет лишь 5%, что по нормативам считается допустимым.

И так, полученный результат для анализа потокораспределения можно принять за данные описывающие доаварийный режим нашей системы.

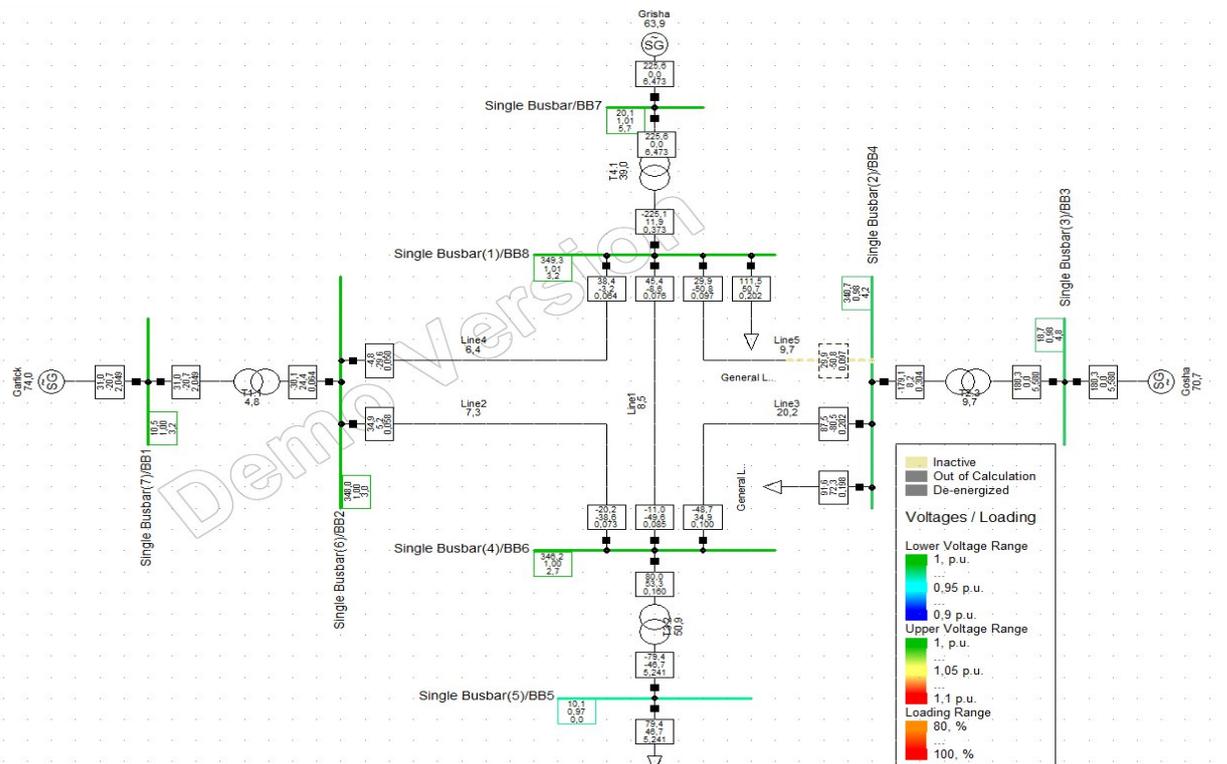


Рисунок 5 -Результат анализа потокораспределения мощности

Теперь для анализа динамической устойчивости необходимо симулировать аварию в системе. Для этого на линиях установим несколько событий. Выбираем линию Л4. Определим на ней 2 события, первое будет трехфазное КЗ на расстоянии 16 км от генератора Ст, которое начнется на нулевой секунде начала симуляции. Второе событие — это отключение линии Л4. Методом подбора будем определять критическое время отключения линии. И сначала рассмотрим ситуацию без учета АРВ.

Через подбор методом, деления пополам определили, что критическое время отключения в данном случае равняется 0,94125 сек.

Ниже приведу как меняется угол ЭДС во все время симуляции:

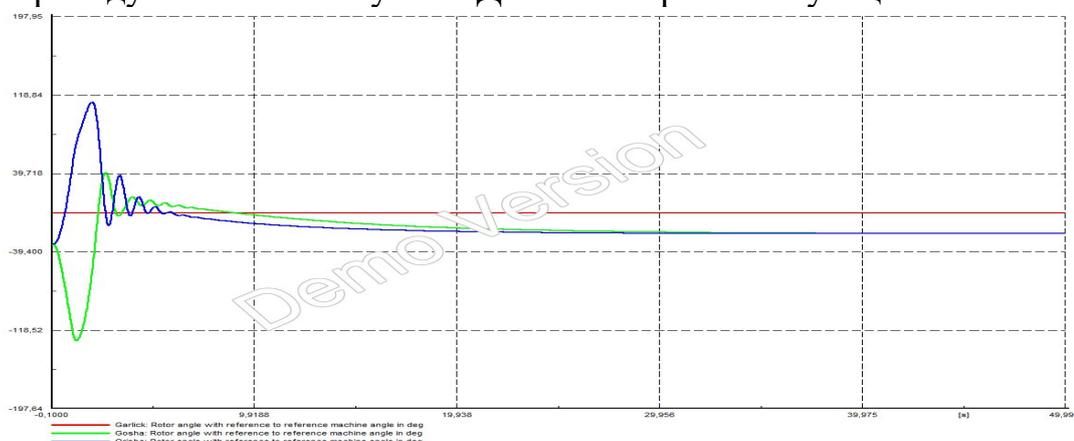


Рисунок 6. Зависимость  $\theta$  от времени

На графике который приведен на рис. 6 иллюстрируется изменение угла ЭДС наших генераторов относительно генератора Ст

Красный -генератор Ст;

Зеленый -генератор Эс;

Синий -генератор Г;

Приведем также зависимость электрической мощности всех генераторов от времени во время симуляции.

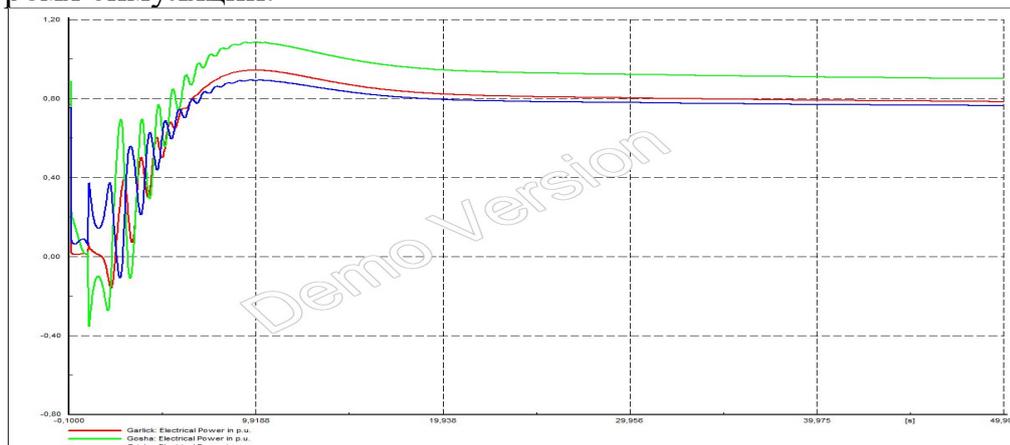


Рисунок 7. Зависимость электрической мощности от времени

Приведем также зависимость скорости ротора от времени:

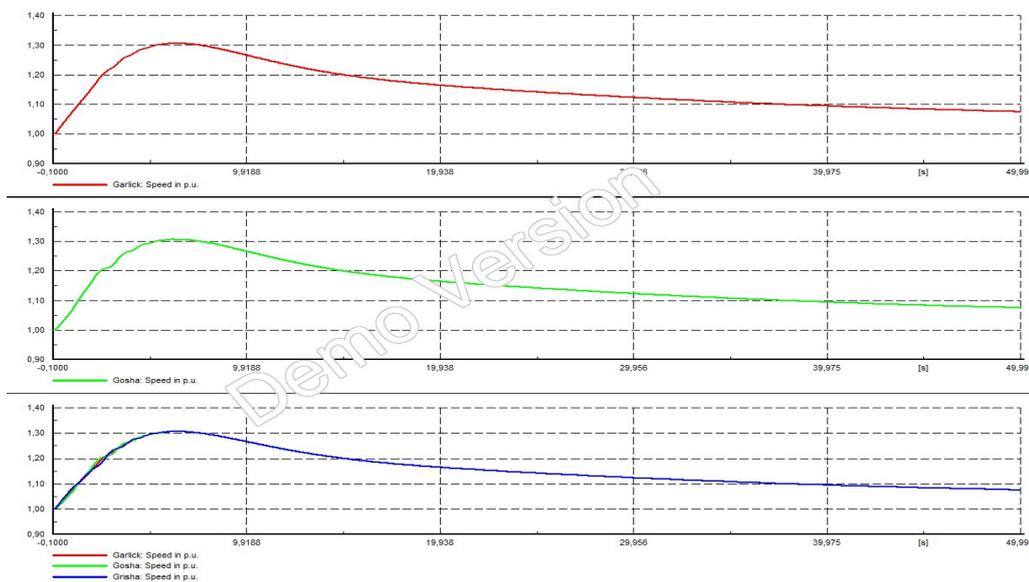


Рисунок 8. Зависимость скоростей ротора от времени

Теперь рассмотрим для случая, где учитывается действие АРВ. Также как и в предыдущем случае время отключения определяется путем подбора и получили что при тех же обстоятельствах время отключения увеличилось почти на 40% и равняется 1,3188сек

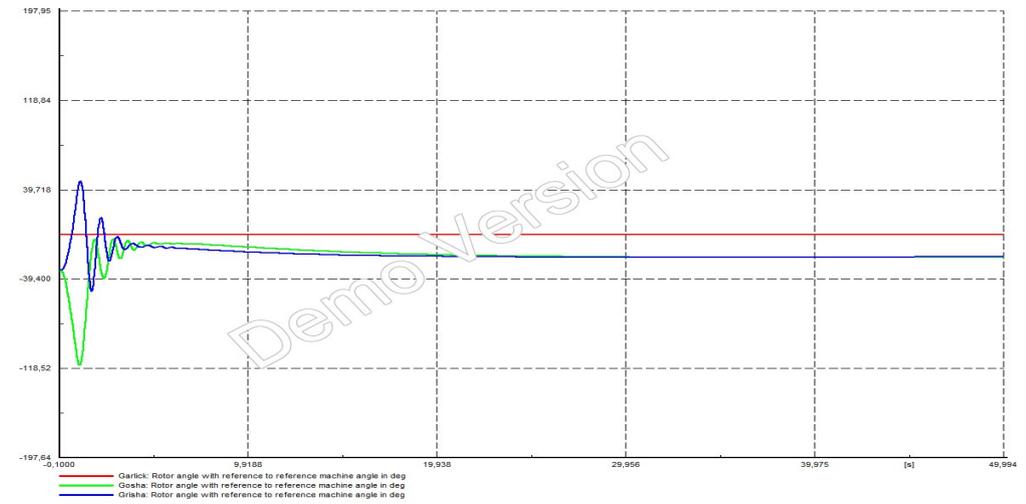
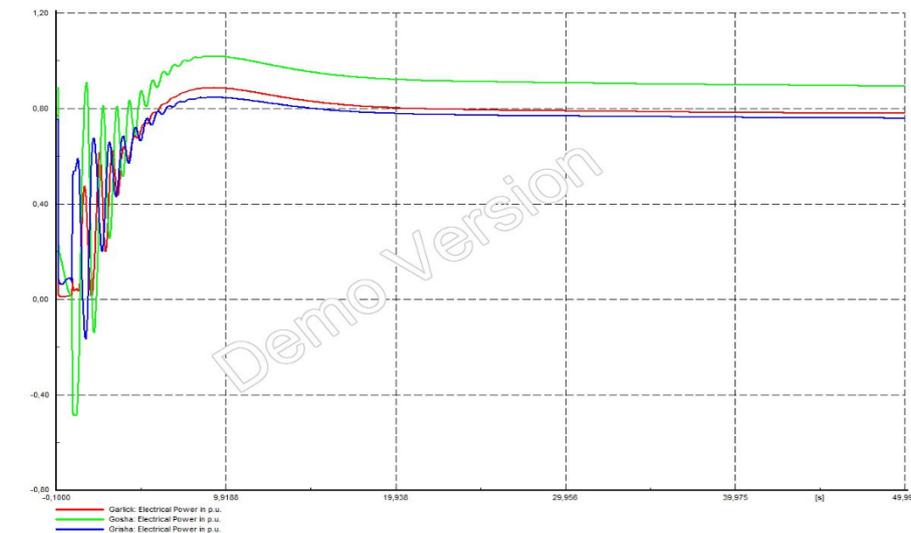


Рисунок 9. Зависимость относительного угла от времен

Красный -генератор Ст;  
Зеленый -генератор Эс;  
Синий -генератор Г;

Рисунок 10 зависимость электрической мощности от времени



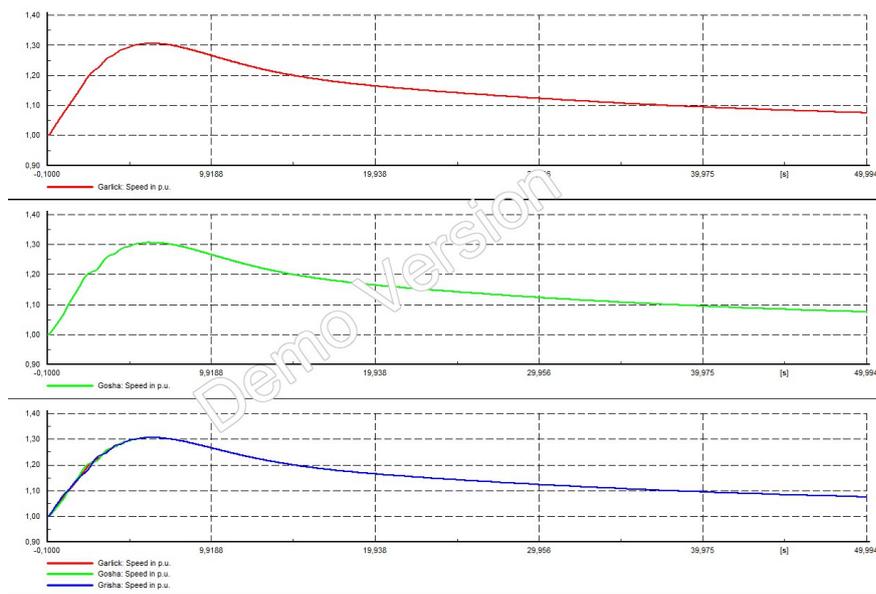
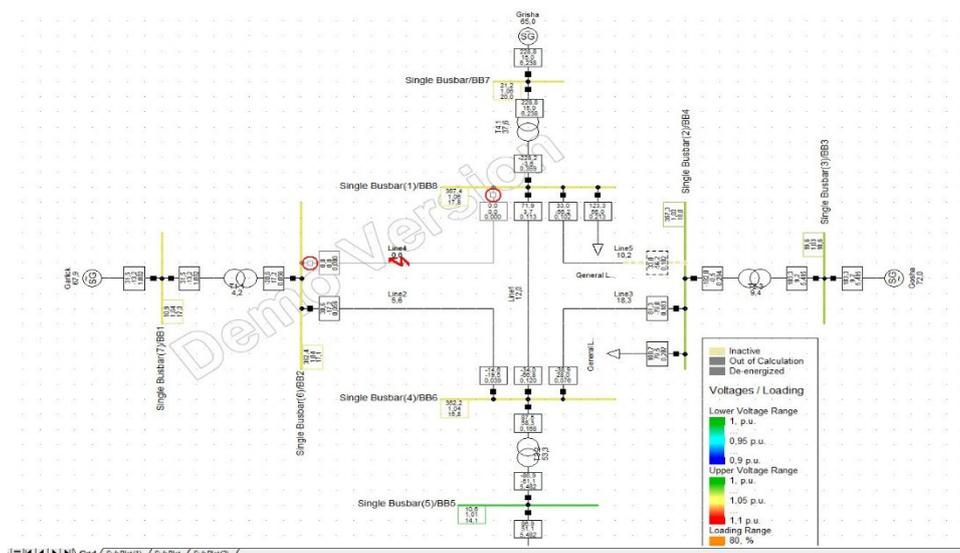


Рисунок 11. Зависимость скоростей ротора от времен

Рисунок 12. Анализ потокораспределения после аварии

В заключении, приведен результат анализа потокораспределения для послеаварийного установившегося режима. Из рис. 12. видна, как авария произвела существенные изменения в системе линия Л4 совсем отключилась и напряжения на шинах превышают номинальные значения. Данный метод определения динамической устойчивости, а также критического времени отключения может быть применено при выборе защит для силовых оборудований и при настройке их.





### Список литературы

1. Веников В.А. Теория подобия и моделирования (применительно к задачам электроэнергетики). Изд. 2-е. доп. и перераб. – М.: Высшая школа, 1976. – 479 с.
2. Электрические системы. Математические задачи энергетики. Изд. 2-е, доп. и перераб./В.А. Веников, Э.Н. Зуев, И.В. Литкенс и др. /Под ред. В.А. Веникова – М.: Высшая школа, 1981. – 288 с.
3. Бермант А.Ф., Арамович И.Г. Краткий курс математического анализа. Изд.7-е, стереотипное. – М.: Наука, 1971. – 736 с.
4. Математические основы теории автоматического регулирования /В.А. Иванов, В.С. Медведев, Б.К. Чемоданов и др. /Под ред. Б.К. Чемоданова. – М.: Высшая школа, 1971. – 808 с.
5. Веников В.А. Переходные электромеханические процессы в электрических системах. – М.: Высшая школа, 1978. – 536 с.

## STUDY OF THE DYNAMIC STABILITY OF THE ELECTRIC POWER SYSTEM IN THE DIGSILENT POWERFACTORY SOFTWARE

### COMPLEX

Sustainability analysis is a key task in the electric power industry, especially with an increase in the share of distributed generation, changes in loads and other dynamic factors. In high-voltage distribution networks with heterogeneous load and generation sources, such as renewable energy sources (wind and solar installations), as well as industrial and urban loads, it becomes especially important to ensure the stability and reliability of the system.



## ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ С КОРОТКОЗАМКНУТЫМ РОТОРОМ В РЕЖИМЕ ПУСКА

*Мустафакулова Г.Н.*

В статье приведена математическая модель для исследования асинхронного двигателя с короткозамкнутым ротором марки АОЗ-24-4 мощностью 3 кВт,  $2p=4$ ,  $U=220$  В, когда нагрузка на валу равна нулю ( $M_c=0$ ) в режиме пуска. При исследовании переходных процессов составлено описывающие их уравнения, преобразован к виду, удобному для моделирования на ЭВМ.

Математические модели играют ключевую роль в анализе и проектировании электрических машин. Они позволяют более глубоко понять и предсказать поведение электрических машин в различных условиях работы. Важно подчеркнуть несколько аспектов, связанных с математическими моделями электрических машин:

- 1. Описание Процессов:** Математические модели описывают физические процессы, происходящие в электрической машине. Это может быть движение ротора и статора, взаимодействие магнитных полей, электрические и механические потери и так далее.
- 2. Уравнения и Параметры:** Модели состоят из системы дифференциальных уравнений, которые описывают изменения состояний машины со временем. Эти уравнения содержат параметры, такие как сопротивления, индуктивности, моменты инерции и другие характеристики машин.
- 3. Уточнение и Упрощение:** Модели могут быть детальными, учитывая множество параметров и аспектов работы машины, или упрощенными, охватывая лишь ключевые характеристики. Выбор уровня детализации зависит от конкретных задач и потребностей.
- 4. Анализ и Оптимизация:** Математические модели позволяют проводить анализ различных режимов работы машин, оптимизировать их параметры, предсказывать эффективность и производительность в различных условиях.
- 5. Симуляции:** Моделирование также позволяет проводить виртуальные испытания и симуляции работы машины в разнообразных сценариях, что может быть полезным для определения оптимальных настроек и оценки производительности.
- 6. Тестирование и Валидация:** Результаты моделирования должны быть проверены на реальных данных или экспериментах для подтверждения точности модели.



С использованием современных средств вычислительной техники и программного обеспечения, разработчики могут создавать и анализировать сложные математические модели электрических машин, что способствует более эффективному и надежному проектированию электротехнических систем.

Представленные уравнения (1) и (2) описывают динамику обобщенной электрической машины в натуральных (физических) координатах. Давайте разберемся с обозначениями и смыслом уравнений.

Дифференциальные уравнения (1) описывают напряжения в обмотках статора (подразумевается, что у вас есть статорные обмотки "a" и "b") в зависимости от токов и производных потокосцеплений по времени. Обратите внимание, что уравнения для фаз "a" и "b" представлены в относительно симметричной форме.

Потокосцепления (2) выражены через индуктивности и токи в обмотках, а также с помощью взаимной индукции "M" между обмотками "a" и "b". " $\Psi_{as}$ " и " $\Psi_{bs}$ " - потокосцепления статорных обмоток "a" и "b", " $\Psi_{ar}$ " и " $\Psi_{br}$ " - потокосцепления обмоток ротора "a" и "b".

- " $L_{as}$ " и " $L_{bs}$ " - индуктивности статорных обмоток "a" и "b".
- " $L_{ar}$ " и " $L_{br}$ " - индуктивности обмоток ротора "a" и "b".
- "M" - коэффициент взаимной индукции между статорными обмотками "a" и "b" и обмотками ротора "a" и "b".
- " $i_{as}$ " и " $i_{bs}$ " - токи статорных обмоток "a" и "b".
- " $i_{ar}$ " и " $i_{br}$ " - токи обмоток ротора "a" и "b".
- " $u_{as}$ " и " $u_{bs}$ " - напряжения на статорных обмотках "a" и "b".
- " $u_{ar}$ " и " $u_{br}$ " - напряжения на обмотках ротора "a" и "b".
- " $\Theta$ " - угол между осями статора и ротора.

Эти уравнения описывают динамику токов и напряжений в электрической машине, учитывая её структуру и взаимодействие между обмотками. Они могут быть использованы для моделирования и анализа работы машины в различных режимах и условиях.

$$\left. \begin{aligned} u_a^s &= i_a^s r_a^s + d\Psi_a^s/dt; \\ u_b^s &= i_b^s r_b^s + d\Psi_b^s/dt; \\ -u_a^r &= i_a^r r_a^r + d\Psi_a^r/dt; \\ -u_b^r &= i_b^r r_b^r + d\Psi_b^r/dt, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

В (1) потокосцепление обмоток

$$(2) \quad \left. \begin{aligned} \Psi_a^s &= L_a^s i_a^s + M(\cos\Theta) i_a^r + M(\sin\Theta) i_b^r; \\ \Psi_b^s &= L_b^s i_b^s + M(\cos\Theta) i_b^r + M(\sin\Theta) i_a^r; \\ \Psi_a^r &= L_a^r i_a^r + M(\cos\Theta) i_a^s - M(\sin\Theta) i_b^s; \\ \Psi_b^r &= L_b^r i_b^r + M(\cos\Theta) i_b^s - M(\sin\Theta) i_a^s \end{aligned} \right\}$$



$$\Psi_b^r = L_b^r i_b^r + M(\cos\Theta) i_b^s + M(\sin\Theta) i_a^s;$$

В (1) и (2)  $u_a^s, u_b^s, u_a^r, u_b^r$  – напряжения обмоток статора и ротора;  $i_a^s, i_b^s, i_a^r, i_b^r$  – токи в обмотках статора и ротора;  $r_a^s, r_b^s, r_a^r, r_b^r$  – активные сопротивления обмоток статора и ротора;  $M$  – взаимная индуктивность между обмотками статора и ротора;  $\Theta$  – угол между осями обмоток статора и ротора. Если подставить (1) и (2), получается громоздкие уравнения с периодическими коэффициентами. Для упрощения уравнений электромеханического преобразования энергии рассматривается псевдонеподвижная машина, в которой в обмотки ротора вводится э.д.с. вращения. При этом в неподвижной и вращающейся машинах токи, активная и реактивные мощности остаются неизменными.

В неподвижной системе координат  $\alpha, \beta$  уравнения обобщенной машине, выраженные через потокосцепления, выглядят следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} u_\alpha^s &= i_\alpha^s r_\alpha^s + d\Psi_\alpha^s/dt; \\ u_\beta^s &= i_\beta^s r_\beta^s + d\Psi_\beta^s/dt; \\ u_\alpha^r &= i_\alpha^r r_\alpha^r + d\Psi_\alpha^r/dt + \omega_r \Psi_\beta^r; \\ u_\beta^r &= i_\beta^r r_\beta^r + d\Psi_\beta^r/dt - \omega_r \Psi_\alpha^r; \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Подставляя в (3) значения потокосцеплений

$$\left. \begin{aligned} \Psi_\alpha^s &= L_\alpha^s i_\alpha^s + M i_\alpha^r; \\ \Psi_\beta^s &= L_\beta^s i_\beta^s + M i_\beta^r; \\ \Psi_\alpha^r &= L_\alpha^r i_\alpha^r + M i_\alpha^s; \\ \Psi_\beta^r &= L_\beta^r i_\beta^r + M i_\beta^s; \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

В (3) и (4)  $u_\alpha^s, u_\beta^s, u_\alpha^r, u_\beta^r, i_\alpha^s, i_\beta^s, i_\alpha^r, i_\beta^r$  – соответственно напряжения и токи в обмотках статора и ротора по осям  $\alpha$  и  $\beta$ ;  $r_\alpha^s, r_\beta^s, r_\alpha^r, r_\beta^r$  – активные сопротивления обмоток статора и ротора;  $M$  – взаимная индуктивность;  $L_\alpha^s, L_\beta^s, L_\alpha^r, L_\beta^r$  – полные индуктивности обмоток статора и ротора по осям  $\alpha$  и  $\beta$ ;  $\omega_r$  – угловая скорость ротора.

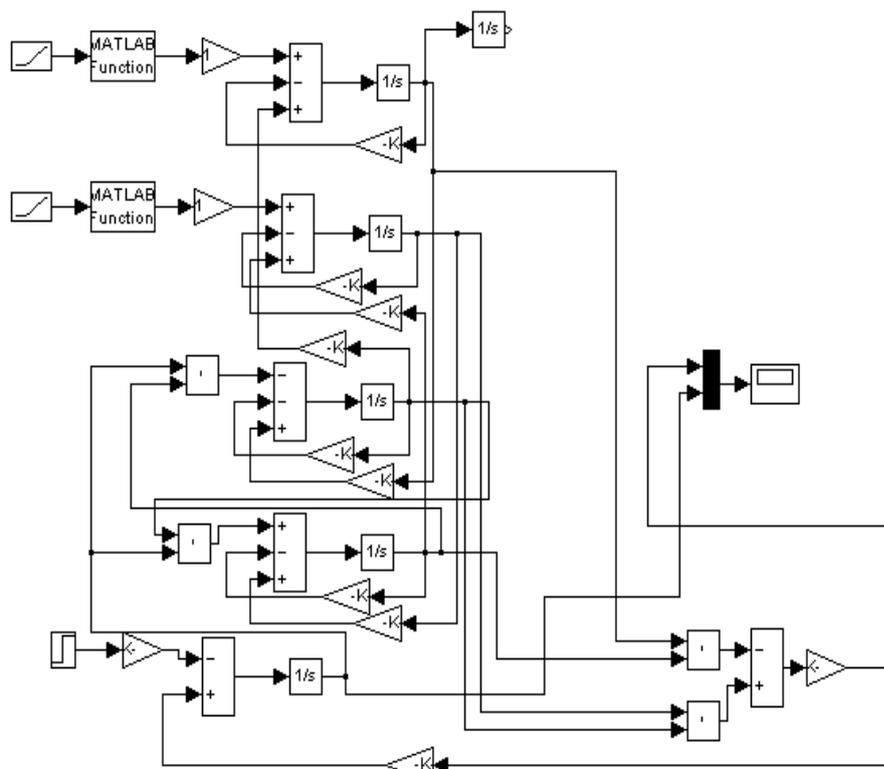


Рис.1. Структурная схема АД при пуске

Пусковые характеристики (также известные как пусковые процессы) описывают переходные процессы, которые происходят при изменениях входных параметров, таких как напряжение, частота, нагрузка, при включении или отключении машины от сети, реверсе, коротком замыкании и других подобных ситуациях. Эти процессы могут быть довольно сложными и иметь большое влияние на работу электрических машин.

Выбор того, какие факторы являются «главными», действительно важен при анализе переходных процессов. В реальных системах часто происходит взаимодействие множества факторов, и анализ всех возможных воздействий может быть чрезмерно сложным. Поэтому важно определить ключевые параметры и факторы, которые наиболее существенно влияют на динамику системы.

Современные компьютерные симуляции и математические модели позволяют проводить детальный анализ переходных процессов, учитывая множество взаимосвязанных параметров. Это позволяет инженерам и исследователям оценить поведение системы в различных сценариях и условиях, что помогает оптимизировать её работу и обеспечить надежность и эффективность.

Таким образом, понимание, какие факторы являются ключевыми, и использование современных методов анализа позволяют более точно

понять и предсказать динамику электрических машин в переходных режимах.

При проектировании ЭМ, работающих в переходных режимах, важно правильно рассчитывать потери и распределение активной и реактивной мощности. Чтобы исследовать переходные процессы, необходимо составить описывающие их уравнения, преобразовать к виду, удобному для моделирования на ЭВМ, и решить.

На рис. 2. представлены зависимости  $M_s=f(t)$  и  $\omega_r=f(t)$  при пуске асинхронного двигателя АОЗ-24-4 мощностью 3 кВт,  $2p=4$ ,  $U=220$  В, когда нагрузка на валу равна нулю ( $M_c=0$ ).

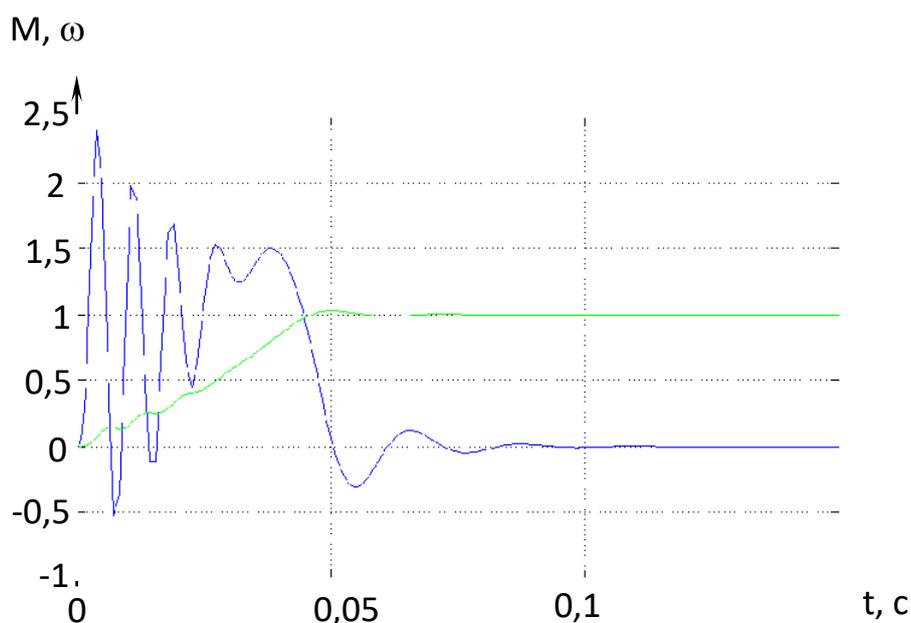


Рис.2. Переходный процесс АД при пуске

Как видно из рис. 1 в первые два - три периода токи в статоре и роторе имеют максимальные (ударные) значения, что и обуславливает максимальные значения электромагнитного момента. Затем токи затухают, колебания  $M_s$  сокращаются и значение угловой скорости ротора  $\omega_r$  приближается к установившемуся.



Характер переходного процесса в электромеханической системе, включая двигатели, действительно зависит от ряда параметров, входящих в уравнения описания этой системы. В случае электрических двигателей, таких как асинхронные или синхронные, эти параметры могут включать в себя:

**Электрические параметры:** Реактивность, активное сопротивление и индуктивность обмоток двигателя. Они влияют на то, как быстро изменяются токи и напряжения в системе при изменении входных условий.

**Механические параметры:** Момент инерции ротора двигателя и его механическая нагрузка. Эти параметры определяют, как быстро изменяется скорость вращения ротора при изменении момента нагрузки.

**Геометрия двигателя:** Расположение обмоток, количество витков, геометрия ротора и статора. Эти факторы определяют взаимодействие между электрическими и механическими параметрами.

**Управление:** Способ управления токами и напряжениями в двигателе, наличие регулирования скорости и другие параметры управления.

Все эти параметры совместно влияют на характер переходных процессов, такие как запуск, торможение, изменение нагрузки и т.д. Мощность двигателя также важна, так как она влияет на общую энергию и динамику системы.

Современные методы моделирования и симуляции позволяют инженерам более точно оценить, какие параметры и как их изменения будут влиять на характер переходных процессов. Это важно для оптимизации работы двигателей и обеспечения их надежности и эффективности в различных условиях.

Моделирование уравнений АД приведено в структурной схеме в относительных единицах (рис. 1) для ПК в среде MatLab с помощью SIMULINK.

### Литература

1. Иванов-Смоленский, А.В. Электрические машины / А.В. Иванов-Смоленский. М.: Энергия, 2000 - 909 с.
2. Копылов, И.П. Математическое моделирование электрических машин. - М.: Высш. шк. 1994.-318 с.



3. Токи в стержнях различного сопротивления демпферной обмотки мощного тихоходного двигателя / К.С.Демирчан, И.З. Богуславский // Изв. АН СССР. -Энергетика и транспорт, 1980. № 2. - С. 38-44.

4. Андреева, О.А. Метод формирования системы уравнений математической модели электрических машин и трансформаторов в эксплуатационных режимах/ О.А. Андреева и др. // Омский научный вестник . 2006. - №9 (4). - С. 108-112.

### **DESCRIPTION OF THE MATHEMATICAL MODEL FOR INVESTIGATION OF AN ASYNCHRONOUS MOTOR WITH A SHORT-CLOSE ROTOR IN START MODE**

The article presents a mathematical model for the study of an asynchronous motor with a squirrel-cage rotor brand AOZ-24-4 with a power of 3 kW,  $2p=4$ ,  $U=220$  V, when the load on the shaft is zero ( $M_s=0$ ) in the start mode. In the study of transient processes, equations describing them were compiled and converted to a form convenient for computer simulation

## ПРИМЕНЕНИЕ «УЗБЕКСКОГО ЭЛЕКТРОШОКОВОГО ОРУЖИЯ» ПРОТИВ ПОВСТАНЧЕСКИХ БАНДФОРМИРОВАНИЙ И ПРИ ПРОВЕДЕНИИ СПЕЦОПЕРАЦИЙ

Рашидов Жасурхон Хуршидович – научный сотрудник, институт Материаловедения НПО «Физика-Солнце» АН РУз.

Хурсанов Файзулладжон Саъдуллаевич – студент филиала Государственного автономного высшего учебного заведения «ММФИ» Национальный исследовательский ядерный университет в г. Ташкент.

**Аннотация:** Все мы знаем, что сегодня во многих уголках мира по разным причинам поднимаются восстания мятежных банд, происходят массовые беспорядки, что вызывают замешательство в обществе. Во время массовых беспорядков печально наблюдать различные ранения и гибель солдат и сотрудников правоохранительных органов, которые несут службу во благо и мир родины, за которую поклялись отдать свою жизнь.

Предлагаю использовать специальное защитное оружие "узбекская электрошоковая одежда", которое служит для снижения количества потерь и пострадавших при проведении спецопераций по борьбе с массовыми беспорядками. Основная цель этой работы – создать революционную разработку, безопасную и удобную для пользователя. Эта разработка в дальнейшем будет усовершенствована, чтобы превратить военных и сотрудников правоохранительных органов в «суперсолдат».

**Ключевые слова:** массовые беспорядки, печатная плата, трансформатор, аэрогель, военные, оружие, одежда, экономическая эффективность.

В настоящее время сотрудники ОВД применяют электрошоковые пистолеты, щиты и электрошокеры. Безусловно, эти разработки созданы человеком очень давно и служат долго. Принцип их действия заключается в том, чтобы постоянный ток в аккумуляторе перевести в переменный, повысить напряжение до 1000-10000 вольт с помощью трансформатора и воздействовать на человека. После воздействия такого оружия человек теряет сознание, т. е. нейтрализуется. Положительные стороны разработки: экономия средств, снижение количества жертв, удобство, безопасность. С отрицательной стороны: является звук, исходящий от устройства, свисание или выпуклость при ношении устройства, меньшая ударная поверхность, замена патронов в электрошоковых пистолетах.

Принцип работы «Узбекской электрошоковой одежды» очень прост, она работает путем перевода постоянного тока в батареях на переменный через одну печатную плату и поднятия полученного переменного тока до напряжения не

выше 220 вольт с помощью трансформатора. На рис. 1 показана печатная плата, преобразующая постоянный ток в переменный. На рис. 2,3,4а,4б,5 показана сама одежда, на которую нашиты проводники, по которым проходит электрический ток (обозначены цифрой 1).

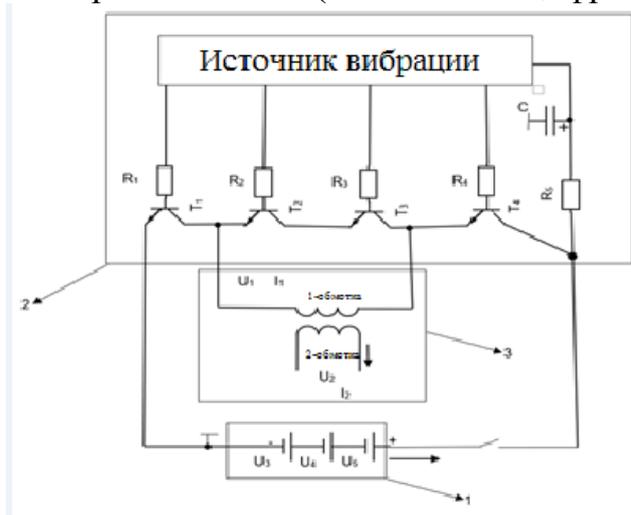


Рис. 1



Рис. 2

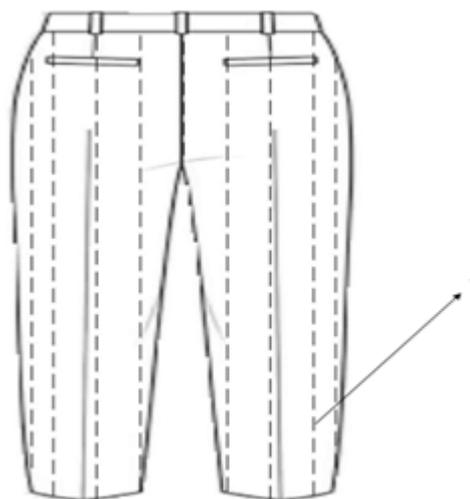


Рис. 4а

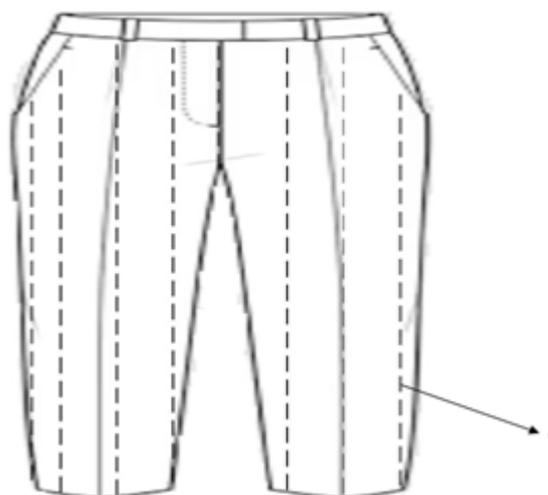


Рис. 4б

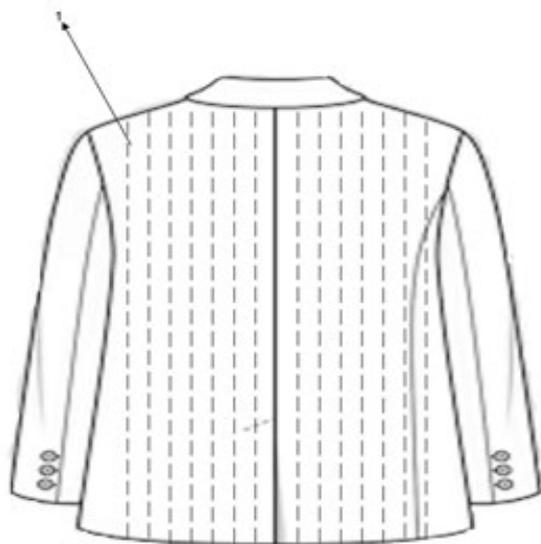


Рис. 5

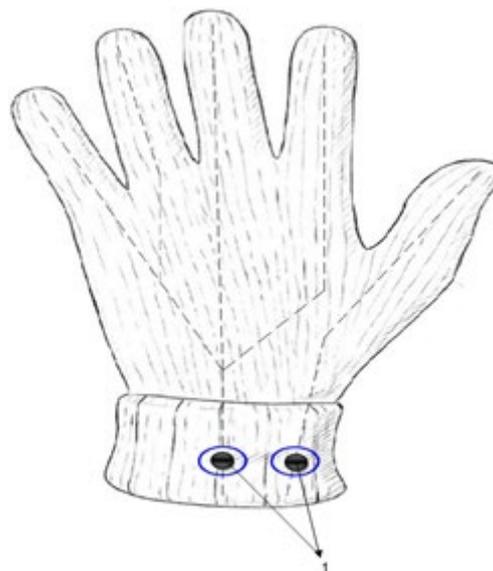


Рис. 3

Электрошоковая одежда состоит из перчаток, брюк, костюма, 3-х последовательно соединенных батареек 4В, источника вибрации, резисторов, конденсатора и трансформатора на биполярных транзисторах, т.е. переключателя постоянного тока в аккумуляторе. Трансформатор, повышающий напряжение переменного тока, костюм (рис. 2), брюки (рис. 4а, 4б) и перчатки (рис. 3), полимерный или медный проводник.

Напряжение 3В на каждой батарее преобразуется в 12В путем их последовательного соединения. Это генерируемое напряжение передается на трансформатор через переключатель. Преобразователь преобразует постоянный ток в переменный ток. Полученное напряжение переменного тока 12В повышают с помощью трансформатора до требуемого напряжения не выше 220 вольт и полученное напряжение подключают к проводнику, прикрепленному к поверхности костюма. В результате по поверхности костюма начинает протекать электрический ток высокого напряжения. С внутренней стороны одежды пришита подкладка, чтобы натяжение на поверхности не действовало на человека. Ткань изготовлена из водонепроницаемого и влагостойкого материала. Кроме того, на кожу человека наносится гидрофобный аэрогелевый материал, которая обеспечивает безопасность пользователя.

Это универсальный простой электрошокер, превосходит щиты и оружие. Преимуществом является: не издает звуков, не воспринимается человеческим глазом, экономичен, имеет большую площадь поверхности и прост в использовании.

Принцип действия трансформатора основан на явлении электромагнитной индукции. Трансформатор служит только для повышения напряжения, но

мощность, входящая и выходящая из него, всегда одинакова. Конечно, каждый трансформатор имеет свою мощность, его мощность можно сравнить с его весом, то есть чем тяжелее его масса, тем больше его мощность. Рисунок 3 иллюстрирует его работу.

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{I_1}{I_2} \qquad \eta = \frac{P_1}{P_2} 100\%$$

$U_1$ -напряжение в первичной обмотке;  $U_2$ -напряжение во вторичной 2-обмотке;  $I_1$ -сила тока в первичной обмотке;  $I_2$ -ток во вторичной обмотке;  $\eta$ -коэффициент полезного действия;  $P_1$ -мощность в первичной обмотке;  $P_2$ -мощность во вторичной обмотке.

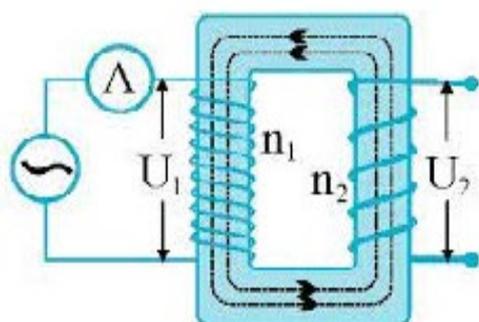


Рис. 6

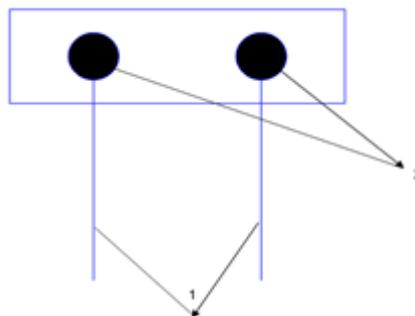


Рис. 3

Когда данное устройство будет полностью разработано, его можно будет свободно использовать в отделе внутренних дел Республики Узбекистан, Национальной гвардии Республики Узбекистан и Национальной армии Республики Узбекистан. Изобретение будет оказывать помощь военным во время специальных военных операций, уменьшая количество потерь и обеспечивая быстрый и слаженный ход операции.

### Использованная литература:

1. Хабибуллаев, А. Бойдедаев, А. Бахромов, Дж. Усаров, К. Суяров, М. Юлдашева // Учебник физики для 8 класса;
2. <https://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%90%D1%8D%D1%80%D0%BE%D0%B3%D0%B5%D0%BB%D1%8C>
3. <https://youtu.be/n7XyFyJmcYU>
4. <https://www.corrosio.ru/cards/superhydrofobnoe-pokryitie>
5. <https://youtu.be/Lu4I5bleHcs> // Межфазное натяжение, смачиваемость, капиллярное давление
6. <https://stain.com.ua/водоотталкивающая-пропитка/>

## USE OF "UZBEK ELECTROSHOCK WEAPONS" AGAINST REBELLION GANGS AND DURING SPECIAL OPERATION

**Abstract:** Riots are a phenomenon that occur in many parts of the world for various reasons. Such events cause chaos within society. The injuries, and even deaths, that soldiers and law enforcement officers sustain during riots is cause for great sadness. Such individuals have devoted themselves to serving their motherland and upholding its values, even at the risk of their own lives.

I suggest implementing a unique protective tool called "Uzbek electroshock clothing" to minimize fatalities and injuries during riot control operations. The primary aim of this study is to establish a safe and user-friendly innovation, which can eventually transform military and law enforcement professionals into "super soldiers".



merphi\_life



ТФ НИЯУ МИФИ



merphi\_uz



merphi.uz