Министерство науки и высшего образования Российской Федерации Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

УДК 539.165.2

ОТЧЕТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ ТЕПЛОВЫХ И НАДТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ НА ГЭК ИР-8

Научный руководитель ассистент каф.40

Д. В. Попов

Э. А. Фахрутдинов

Студент группы Б22-102

Москва 2025

СОДЕРЖАНИЕ

Введение			3
1	Теоретическая часть		5
	1.1	Методика расчёта неравновесного спектра электронных анти-	
		нейтрино от реактора	5
	1.2	Методика определения плотности потока тепловых и надтепло-	
		вых нейтронов	7
2	Практическая часть		10
	2.1	Определение вклада тепловых и надтепловых нейтронов на ГЭК	
		ИР-8	10
		2.1.1 Схема эксперимента и калибровка детектора	10
		2.1.2 Анализ экспериментальных данных	12
	2.2	Построение неравновесного спектра цепочки β^- распадов	17
За	Заключение		

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день изучение реакторных антинейтрино приобретают всё большую актуальность. В первую очередь это связано с тем, что исследования в данной области могут помочь в развитии фундаментальной физики за пределами Стандартной модели, например в поиске стерильных нейтрино [1]. Во-вторых они предполагают широкий спектр их прикладного использования, например измерение выгорания ядерного топлива по нейтринному излучению [2] и дистанционное измерение энерговыработки реактора нейтринным методом [3].

Электронные антинейтрино в ядерном реакторе рождаются в результате β^- распада продуктов деления ядерного топлива. Концентрация тех или иных осколков деления меняется в течение компании, в соответствии с чем меняется и энергетический спектр $\bar{\nu}_e$ [4]. Для описания изменения активностей изотопов в цепочках распада пользуются системой уравнений Бейтмана. Для решения данной системы необходимо точно знать плотность потока нейтронов в ядерном реакторе, поскольку от неё зависит скорость наработки осколков деления. В связи с этим была поставлена следующая цель.

Цель данной работы заключается в определении плотности потока нейтронов от ядерного реактора ИР-8 на экспериментальном канале ГЭК-1 и её последующий учёт в динамике энергетического спектра реакторных $\bar{\nu}_e$.

Задачи

- Изучить методику расчёта энергетического спектра реакторных антинейтрино в динамике.
- Проанализировать метод определения плотности потока тепловых и над-

тепловых нейтронов в экспериментальном канале.

- По анализу полученных экспериментальных данных определить вклады тепловых и надтепловых нейтронов в общую плотность потока на экспериментальном канале.
- Написать алгоритм для расчёта энергетического спектра электронных антинейтрино, рождённых в заданной цепочке распадов, в динамике.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1.1. МЕТОДИКА РАСЧЁТА НЕРАВНОВЕСНОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОННЫХ АНТИНЕЙТРИНО ОТ РЕАКТОРА

Динамика энергетического спектра $\bar{\nu}_e$ зависит от активностей нестабильных осколков деления ядерного топлива. После деления образовавшиеся осколки претерпевают цепочку β^- – распадов до образования стабильных ядер. При этом в результате β^- распада рождаются $\bar{\nu}_e$, зависимость энергетического спектра от времени которых имеет вид [4]:

$$S(E_{\nu}, t) = \sum_{i} N_{f}^{(i)}(t) \rho_{\nu}^{(i)}(E_{\nu}), \qquad (1)$$

где $N_f^{(i)}(t)$ - число распадов *i*-го осколка в секунду, $\rho_{\nu}^{(i)}(E_{\nu})$ - энергетический спектр *i*-ого осколка. Индекс *i* пробегает по всем изотопам в цепочке β^- распадов.

Расчёт спектра $\bar{\nu}_e$ важен, поскольку в результате любых неравновесных процессов, происходящих в реакторе, активности осколков деления топлива выходят из состояния векового равновесия, что сказывается на результатах нейтринных экспериментов. Для описания активности, как функции времени, пользуются системой уравнений Бейтмана. Таким образом, дифференциальные уравнения, описывающие изменение во времени концентрации j-ого нуклида имеют вид [5]:

$$\frac{dB_j(t)}{dt} = -\lambda_j B_j(t) - \bar{\sigma}_i^c \bar{\Phi} B_j(t) + \sum_{i=1}^p \bar{y}_{ij} \bar{\sigma}_i^f \bar{\Phi} U_i(t) + \sum_{m=1}^{j-1} \lambda_{mj} B_m(t) + \sum_{m=1}^{j-1} \bar{\sigma}_{mj}^c \bar{\Phi} B_m(t), \quad (2)$$

при начальном заданном условии $B_j(0) = B_{0j}$.

Здесь $B_j(t)$ – число ядер *j*-го нуклида в момент времени *t*, связанное с его активностью следующим образом: $N_f^{(j)}(t) = -\lambda_j B_j(t)$; $\bar{\Phi}$ – плотность потока нейтронов; индекс *m* принадлежит ядру предшественнику m < j; \bar{y}_{ij} – независимый выход j-ого нуклида при делении *i*-ого компонента топлива; λ_{mj} – вероятность превращения *m*-ого нуклида в *j*-ый посредством β^- , β^+ – распадов., $\bar{\sigma}_i^f$ – сечение деления i-го делящегося актиноида; $\bar{\sigma}_i^c$ – сечение реакций $(n, \gamma), (n, 2n), i$ -ого нуклида; $\bar{\sigma}_{mj}^c$ – сечение реакций $(n, \gamma), (n, 2n)$ - на *m*-ом ядре с образованием *j*-го; $U_i(t)$ – концентрация *i*-ого делящегося актиноида; индекс *i* пробегает значения по всему числу возможных изотопов, образовавшихся в результате деления.

Как можно видеть, в уравнении (2) присутствуют слагаемые, содержащее плотность потока нейтронов, отвечающие за наработку изотопов за счёт реакицй деления ядер топлива и реакций захвата нейтронов. Следовательно для точного построения неравновесного спектра в динамике необходимо уметь определять данный параметр.

1.2. МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ И НАДТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

Плотность потока нейтронов на экспериментальном канале определяют по активности, наведённой в материале посредством реакций захвата нейтронов. В качестве материала используется золото ¹⁹⁷₇₉Au. Взаимодействие нейтрона с ядрами золота (активация) описывается ядерной реакцией [6]:

¹⁹⁷₇₉Au
$$+^{1}_{0}n \longrightarrow^{198}_{79}$$
Au $\longrightarrow^{198}_{80}$ Hg $+\beta^{-} + \gamma.$ (3)

При этом количество ядер изотопа ¹⁹⁸₇₉Au накапливающихся в образце золота увеличивается в соответствии с уравнением:

$$\frac{dN_{^{198}\mathrm{Au}}}{dt} = \bar{\Phi}N_{^{197}\mathrm{Au}}\sigma_0 - \lambda N_{^{198}\mathrm{Au}}(t),\tag{4}$$

где $\bar{\Phi}$ – плотность потока нейтронов, λ - постоянная распада изотопа ¹⁹⁸₇₉Au, σ_0 - эффективное сечение поглощения нейтронов изотопом ¹⁹⁷₇₉Au.

Решение данного уравнения:

$$N_{^{198}\text{Au}}(t) = \bar{\Phi} N_{^{197}\text{Au}} \frac{\sigma_0}{\lambda} \left(1 - e^{-\lambda t} \right).$$
(5)

Умножив обе части равенства на постоянную распада получим зависимость активности изотопа золота от времени $^{198}_{79}$ Au(t)

$$A_{198}{}_{\rm Au}(t) = \bar{\Phi} N_{197}{}_{\rm Au} \sigma_0 \left(1 - e^{-\lambda t}\right).$$

Отсюда при $t = t_f$ - время конца облучения, получим искомую плотность потока нейтронов:

$$\bar{\Phi} = \frac{A_{^{198}\text{Au}}(t_f)}{N_{^{197}\text{Au}}\sigma_0 \left(1 - e^{-\lambda t_f}\right)}.$$
(6)

Для того, чтобы отделить тепловые нейтроны от надтепловых используется кадмиевый чехол. [7].



Рисунок 1 — График зависимости сечения взаимодействия нейтронов с изотопом $^{113}_{48}\mathrm{Cd}$ от энергии



Рисунок 2 — График зависимости сечения взаимодействия нейтронов с изотопом $^{198}_{79}$ Au от энергии

На рисунке (2) видно, что в тепловой области сечение взаимодействия нейтронов с кадмием достигает 10^4 барн и при переходе к надтепловой области монотонно спадает. В силу данной зависимости кадмиевый чехол хорошо задерживает тепловые нейтроны и остается практически незаметным для надтепловых нейтронов. При толщине кадмиевого чехла 0.5 мм из природного кадмия будет поглащено 99% тепловых нейтронов [8].

2. ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВКЛАДА ТЕПЛОВЫХ И НАДТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ НА ГЭК ИР-8

2.1.1 Схема эксперимента и калибровка детектора

Для определения плотности потока нейтронов по наведённой ими активности в образце материала был проведён эксперимент, в котором образец золотой фольги ¹⁹⁷₇₉Au облучался потоком нейтронов на экспериментальном канале ИР-8 в НИЦ "Курчатовский институт". В соответствии с ядерной реакцией (3) при распаде изотопа золота ¹⁹⁸₇₉Au могут образоваться гамма кванты с энергиями $E_1 = 411.8025$ кэВ и $E_2 = 1087.6874$ кэВ. Причем доля первых, от общего потока γ -квантов составляет p = 0.9562.



Рисунок 3 — Схема распада $^{198}_{79}\mathrm{Au}$

Таким образом, для получения наведённой активности в образце, необходимо определить скорость счёта γ -квантов с энергией E_1 .

Предварительно была проведена калибровка детектора с помощью изотопа ¹⁵²Eu, линия излучения которого E = 411.1165 кэВ наиболее близка к интересующей нас линии изотопа золота. Также была определена эффективность регистрации детектора ϵ . По расчёту, на момент калибровки активность эталонного источника A(t') составляла 56.86 кБк.



Рисунок 4 — Результат измерения детектором γ -квантов при его калибровке с помощью образца ¹⁵²Eu.

Число интересующих нас событий, измеренных детектором за время T = 68737 сек. составило N = 76204 событий. Вероятность распада ¹⁵²Eu с испусканием γ -кванта с интересующей нас энергией составляет p' = 0.02235 [9]. Таким образом за 1 секунду детектор в среднем зарегистрировал $C_d^{Eu} = 1.109$ событий. Отсюда в соответствиии с определением эффективности регистрации детектора:

$$\epsilon = \frac{C_d^{Eu}}{p'A(t')},$$

эффективность составила: $\epsilon = 0.00087$.

С помощью эффективности регистрации детектора можно определить полное число γ -квантов, испущенных образцом за 1 с.:

$$K_{\gamma}^{Au} = \frac{C_d^{Au}}{\epsilon},$$

тогда активность образца золота:

$$A_{198Au}(t) = \frac{K_{\gamma}^{Au}}{p} = \frac{C_d^{Au}(t)}{\epsilon p},\tag{7}$$

с учётом (7) выражение для определения плотности потока нейтронов (6) можно переписать в следующей форме:

$$\bar{\Phi} = \frac{C_d^{Au}(t_e)}{\epsilon p N_{^{198}Au} \sigma_0 (1 - e^{-\lambda t_a})},\tag{8}$$

- где t_a - время облучения образца, t_e - время конца облучения, $N_{^{198}Au}$ - число ядер золота.

2.1.2 Анализ экспериментальных данных

Для определения вкладов тепловых и надтепловых нейтронов было проведено два эксперимента: облучение образца золота, окружённого кадмиевым чехлом и без него. Поскольку после окончания облучения из-за прекращения процесса накопления радиоактивного изотопа ¹⁹⁸₇₉Au происходит только распад этого изотопа, то активность золота, а вместе с ней и скорость счёта детектора, спадает со временем по закону [10]

$$C_d^{Au}(t) = C_d^{Au}(t_e)(1 - e^{-\lambda(t - t_e)}).$$
(9)

Необходимо также учитывать, что между моментами конца облучения и начала измерения активности образца проходит некоторый промежуток времени, поэтому некоторое количество радиоактивного изотопа успевает распасться. Для более точного определения скорости счёта детектора в момент окончания облучения образца $C_d^{Au}(t_e)$ необходимо построить кривую распада изотопа ¹⁹⁸₇₉ Au. Для этого исследуемый образец помещается вблизи детектора ионизирующего излучения и в течение суток измеряется спектр γ -квантов, испускаемых образцом. По полученным спектрам вычисляется скорость счёта детектора $C_d^{Au}(t)$ в соответствующий момент времени. Далее полученная зависимость аппроксимируется функцией (9) с единственным подгоночным параметром $C_d^{Au}(t_e)$.

При расчётах были использованы следующие численные значения констант:постоянная распада для золота $\lambda = 2.97859 \cdot 10^{-6} c^{-1}$, $\lambda t_a = 0.192$, $\sigma_0 = (98.8 \pm 0.3)$ барн, длительность облучения в обоих экспериментах $t_a = 64500$ с, $N_{198Au} = 1.181196 \cdot 10^{19}$ ядер.

По результатам экспериментов были построены графики зависимостей скорости счёта $C_d^{Au}(t_e)$ детектора от времени и определены значения $C_d^{Au}(t_e)$ в обоих экспеиментах.



Рисунок 5 — Зависимость $C_d^{Au}(t)$ от времени после облучения образца золота в эксперименте без кадмиевого чехла.



Рисунок 6 — Зависимость $C_{Cd}^{Au}(t)$ от времени после облучения образца золота в эксперименте с кадмиевым чехлом.

В результате аппроксимации были получены значения скорости счёта детектора в момент конца облучения двух экспериментах:

$$C_d^{Au}(t_e) = (17.41 \pm 0.02) \text{ c}^{-1},$$

 $C_{Cd}^{Au}(t_e) = (2.346 \pm 0.008) \text{ c}^{-1}.$

С учётом данных значений с помощью зависимости (8) были определены значения общей плотности потока нейтронов $\bar{\Phi}_{sum}$ и вклада надтепловых нейтронов $\bar{\Phi}_{ST}$:

$$\bar{\Phi}_{sum} = (9.1 \pm 0.1) \cdot 10^7 \text{ c}^{-1} \text{cm}^{-2},$$

 $\bar{\Phi}_{ST} = (1.22 \pm 0.01) \cdot 10^7 \text{ c}^{-1} \text{cm}^{-2}.$

Вклад тепловых нейтронов определяется как разность данных значений и составляет:

$$\bar{\Phi}_{Th} = (7.88 \pm 0.09) \cdot 10^7 \text{ c}^{-1} \text{cm}^{-2}.$$

Для определения погрешности плотности потока нейтронов использовался метод Монте-Карло. Входные параметры в уравнении (8) разыгрывались случайным образом в соответствии с их стандартной ошибкой. Для имитации разброса входных параметров случайным образом использовалось распределение Гаусса, а выборка значений из этого распределения осуществлялась с помощью генератора случайных чисел. В результате 100000 повторений было построено распределение потока нейтронов:



Рисунок 7 — Распределение значений плотности потока нейтронов при случайном разбросе входных параметров в соответствии с их стандартной ошибкой

2.2. ПОСТРОЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНОГО СПЕКТРА ЦЕПОЧКИ
 β^- РАСПАДОВ

На основе полученных значений плотности потока тепловых нейтронов и реализованной в прошлом семестре программы расчёта активностей продуктов деления ядерного топлива был построен неравновесный спектр следующей цепочки β распадов:

$${}^{98}_{39}Y \xrightarrow{\beta^{-}} {}^{98}_{40}Zr \xrightarrow{\beta^{-}} {}^{98}_{41}Nb \xrightarrow{\beta^{-}} {}^{98}_{42}Mo$$
(10)

В основу реализации построения неравновесного спектра легла зависимость спектра энергии от времени (1).



Рисунок 8 — Неравновесный спектр цепочки распадов (10)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проделанной работы была изучена методика расчёта плотности потока нейтронов и определения вкладов тепловых и надтепловых нейтронов в ГЭК ИР-8, а также метод расчёта неравновесного энергетического спектра $\bar{\nu}_e$.

По результатам эксперимента, поставленного на канале ГЭК-1 ИР-8 в НИЦ "Курчатовский институт" была построена зависимость скорости счёта детектора $C_d^{Au}(t) \gamma$ -квантов с энергией $E_0 = 411,8025$ кэВ в двух экспериментах: с кадмиевым чехлом и в его отсутствии. Используя данные значения по формуле (8) были определены плотности потоков нейтронов в обоих случаях, значения которых составили:

$$\bar{\Phi}_{sum} = (9.1 \pm 0.1) \cdot 10^7 \text{ c}^{-1} \text{cm}^{-2},$$
$$\bar{\Phi}_{ST} = (1.22 \pm 0.01) \cdot 10^7 \text{ c}^{-1} \text{cm}^{-2},$$

а также определён вклад плотности потока тепловых нейтронов:

$$\bar{\Phi}_{Th} = (7.88 \pm 0.09) \cdot 10^7 \text{ c}^{-1} \text{cm}^{-2}.$$

Используя полученные значения был реализован алгоритм по расчёта неравновесных энергетических спектров $\bar{\nu}_e$.

Задачи, поставленные на данном этапе исследовательской работы достигнуты в полной мере. Дальнейшая работа будет заключаться в оптимизации реализованного алгоритма и его обобщении на расчёт кумулятивного неравновесного спектра от деления ядерного топлива.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ

- Asaka T., Shaposhnikov M. The nu-MSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe // Physics Letters B. - 2005. - T. 620, № 1. - C. 17-26. -ISSN 0370-2693. - DOI: https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005. 06.020.
- Коровкин В. А., Коданев С. А., Яричин А. Д., Боровой А. А., Копейкин В. И., Микаэлян Л. А., Сидоренко В. Д. Измерение выгорания ядерного топлива в реакторе по нейтринному излучению // Атомная энергия. — 1984. — Апр. — С. 214—218.
- Климов Ю. В., Копейкин В. И., Микаэлян Л. А., Озеров К. В, Синев В. В. Дистанционное измерение мощности и энерговыработки реактора нейтринным методом // Атомная энергия. — 1994. — Февр. — С. 130— 135.
- И. К. В. Спектроскопия реакторных антинейтрино : дис. д-ра наук / И. Копейкин В. — Москва : Российский научный центр "Курчатовский институт", 2003. — Специальность: 01.04.16.
- H B. Solution of a System of Differential Equations Occurring in The Theory of Radio-Active Transformation // University of Cambridge, Proc. Phil. Soc. - 1910. - C. 423-427.
- Чечев В. П., Кузъменко Н. К. Новая оценка характеристик распада и излучений 198Au // Известия РАН. Серия Физическая. — 2015. — Т. 79, № 7. — С. 920—923. — ISSN 0367-6765.

- Стогов Ю. В. Основы нейтронной физики : Учебное пособие. М. : МИФИ, 2008. — 204 с. — ISBN 978-5-7262-1020-9. — Рецензент: канд. физ.-мат. наук В. К. Сахаров.
- К вопросу измерения потока тепловых нейтронов и кадмиевого отношения по активации золота / С. С. Бугорков [и др.] // Атомная энергия. — 1966. — Т. 21. — С. 508. — УДК 539.125.52:539.16.08.
- 9. International Atomic Energy Agency. Guidebook on Spent Fuel Storage Options: Volume 1: Introduction and Supporting Material / IAEA. — 2002. — URL: https://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/Pub1287_ Vol1_web.pdf (дата обр. 10.12.2024); Электронный ресурс. — Серия технических документов МАГАТЭ.
- Стрепетов А. Н., Панин Ю. Н., Паршин П. П. Плотность потока монохроматических нейтронов на экспериментальных установках реактора ИР-8 // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. — 2021. — Вып. 3. — С. 4—9.