

О. О. Грицай, А. К. Гримало, В. А. Пшеничний

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

**ВИЗНАЧЕННЯ ПОВНИХ НЕЙТРОННИХ ПЕРЕРІЗІВ ІЗ ВИКОРИСТАННЯМ МЕТОДУ ЗСУВУ СЕРЕДНЬОЇ ЕНЕРГІЇ НЕЙТРОНІВ ФІЛЬТРОВАНОГО ПУЧКА**

Описано розвиток методики по визначенню повних нейтронних перерізів із вимірювань проходжень зразка фільтрованими нейтронами, розсіяними на водні, що входить до складу двокомпонентного розсіювача CH<sub>2</sub>. Представлено один із методів визначення проходження  $T_{Cr}^{H_2}$  з вимірів зразка <sup>52</sup>Cr з використанням методу зсуву середньої енергії нейтронів фільтрованого пучка. Використовуючи два методи обробки експериментальних даних, один з яких наведено в даній роботі (інший – у роботі [1]), представлено набір проходжень, отриманих для різних зразків та при різних кутах вимірювання. Два методи є кардинально різними, тому в подальшому результати обробки з використанням цих методів можна вважати незалежними. У майбутньому отриманий набір проходжень планується використати для визначення параметрів E<sub>0</sub>, Γ<sub>n</sub> та R' резонансу <sup>52</sup>Cr при енергії 50 кеВ.

*Ключові слова:* повний нейтронний переріз, зразок-розсіювач, кут розсіяння, водень.

**Вступ**

На перших етапах розробки методики по визначенню повних нейтронних перерізів із використанням методу зсуву середньої енергії нейтронів фільтрованого пучка експериментальна задача полягала в тому, щоб залежно від кута розсіяних нейтронів фільтрованого пучка визначити пропускання зразка <sup>52</sup>Cr для нейтронів, що розсіялись атомами водню. Саме водень забезпечує відчутну зміну початкової енергії фільтрованих нейтронів. Але, як відомо, водень у чистому вигляді використовувати проблематично, тому було обрано розсіювач CH<sub>2</sub>, а для врахування ефекту від розсіяних нейтронів на вуглеці, що міститься у складі CH<sub>2</sub>, додатково в цикл вимірювань було введено вимірювання з розсіювачем із вуглецю. Товщини розсіювачів було підібрано таким чином, щоб кількість ядер вуглецю у зразках С та CH<sub>2</sub> була однаковою.

У такому випадку пропускання  $T_{Cr}^{H_2}$  зразка <sup>52</sup>Cr буде мати такий вигляд:

$$T_{Cr}^{H_2} = \frac{N_{Cr+Al}^{CH_2} - N_{Cr+Al}^C}{N_{Al}^{CH_2} - N_{Al}^C}, \tag{1}$$

де  $N_{Cr+Al}^{CH_2}$  – число нейтронів, зареєстрованих лічильником, коли на розсіяному на CH<sub>2</sub> пучку встановлено досліджуваний зразок <sup>52</sup>Cr, що знаходиться в алюмінієвому контейнері;  $N_{Al}^{CH_2}$  – число нейтронів, зареєстрованих лічильником, коли на розсіяному на CH<sub>2</sub> пучку встановлено алюмінієвий контейнер;  $N_{Cr+Al}^C$  – число нейтронів, зареєстрованих лічильником, коли на розсіяному на С пучку встановлено досліджуваний зразок <sup>52</sup>Cr, що знаходиться в алюмінієвому контейнері;  $N_{Al}^C$  – число нейтронів, зареєстрованих лічильником,

коли на розсіяному на С пучку встановлено алюмінієвий контейнер.

Для визначення пропускання  $T_{Cr}^{H_2}$  за формулою (1) потрібно, щоб виконувались дві умови. Перша умова: кількість ядер вуглецю має бути однаковою у двох зразках-розсіювачах CH<sub>2</sub> та С. Так, при використанні розсіювача CH<sub>2</sub> товщиною 4,52 мм товщина розсіювача С має бути 2 мм. Друга умова: γ-фони мають бути однаковими при використанні двох зразків-розсіювачів CH<sub>2</sub> та С.

Чи можливо забезпечити виконання цих двох умов експериментально? Відносно першої умови слід зазначити, що при використанні розсіювача вуглецю товщиною 2 мм, пропускання якого для енергії 59 кеВ становить 0,92, розсіюється лише 8 % від початкового потоку фільтрованих нейтронів. Іншими словами, при використанні такого розсіювача для забезпечення хорошої статистики потрібно проводити довготривалі вимірювання. Якщо, наприклад, використовувати зразок вуглецю у 5 разів товщий, то можливо підвищити світлосилу цих вимірювань приблизно в 5 разів.

Щодо другої умови, то експериментально було встановлено, що γ-фон при використанні розсіювача CH<sub>2</sub> більше на 50 %, ніж при використанні розсіювача С.

Таким чином, навіть якщо забезпечити виконання першої умови, то виконання другої, як показав експеримент, виконати неможливо – γ-фони при використанні різних зразків-розсіювачів неоднакові.

Висновок із цих методичних розробок: такий підхід, а також формула (1) не можуть бути використані для визначення пропускань  $T_{Cr}^{H_2}$ . У зв'язку з цим у вимірювальний цикл було введено вимірювання γ-фону при використанні розсіюва-

© О. О. Грицай, А. К. Гримало, В. А. Пшеничний, 2016

чів  $\text{CH}_2$  та С, а також коли на шляху «розсіювач - детектор» встановлено зразок хрому або алюмінієвий контейнер. Було також вирішено збільшити товщину розсіювача С до 10 мм, щоб підвищити потік розсіяних нейтронів.

Товщина розсіювача  $\text{CH}_2 = 4,52$  мм є оптимальною, оскільки аналіз показав, що при подальшому збільшенні товщини розсіювача потік розсіяних нейтронів починає зменшуватись за рахунок збільшення внеску багатократно розсіяних нейтронів у зразку-розсіювачі.

### Методи визначення усереднених проходжень $^{52}\text{Cr}$

Виходячи з вищенаведеного, формула для визначення проходження  $T_{\text{Cr}}^{H_2}$  зразка  $^{52}\text{Cr}$  від розсіяних нейтронів на водні, що міститься у складі розсіювача  $\text{CH}_2$ , має такий вигляд:

$$T_{\text{Cr}}^{H_2} = \frac{(N_{\text{Cr+Al}}^{\text{CH}_2} - PE_{\text{Cr+Al}}^{\text{CH}_2}) - \frac{t_{\text{CH}_2}}{t_{\text{C}}} \cdot k_1 \cdot (N_{\text{Cr+Al}}^{\text{C}} - PE_{\text{Cr+Al}}^{\text{C}})}{(N_{\text{Al}}^{\text{CH}_2} - PE_{\text{Al}}^{\text{CH}_2}) - \frac{t_{\text{CH}_2}}{t_{\text{C}}} \cdot k_2 \cdot (N_{\text{Al}}^{\text{C}} - PE_{\text{Al}}^{\text{C}})}, \quad (2)$$

де  $t_{\text{CH}_2}$ ,  $t_{\text{C}}$  – експозиції вимірів із розсіювачами  $\text{CH}_2$  та С відповідно;  $N_{\text{Cr+Al}}^{\text{CH}_2}$  – кількість нейтронів, що пройшли крізь зразок  $^{52}\text{Cr}$  (в алюмінієвому контейнері) при використанні розсіювача  $\text{CH}_2$ ;  $N_{\text{Al}}^{\text{CH}_2}$  – кількість нейтронів при наявності на пучку алюмінієвого контейнера (прямий пучок) при використанні розсіювача  $\text{CH}_2$ ;  $N_{\text{Cr+Al}}^{\text{C}}$  – кількість нейтронів, що пройшли крізь зразок  $^{52}\text{Cr}$  (в алюмінієвому контейнері) при використанні розсіювача С товщиною 10 мм;  $N_{\text{Al}}^{\text{C}}$  – кількість нейтронів при наявності на пучку алюмінієвого контейнера (прямий пучок) при використанні розсіювача С товщиною 10 мм;  $PE_{\text{Cr+Al}}^{\text{CH}_2}$  – кількість фонових нейтронів, що пройшли крізь зразок  $^{52}\text{Cr}$  (в алюмінієвому контейнері) при використанні розсіювача  $\text{CH}_2$ ;  $PE_{\text{Al}}^{\text{CH}_2}$  – кількість фонових нейтронів при наявності на пучку алюмінієвого контейнера при використанні розсіювача  $\text{CH}_2$ ;  $PE_{\text{Cr+Al}}^{\text{C}}$  – кількість фонових нейтронів, що пройшли крізь зразок  $^{52}\text{Cr}$  (в алюмінієвому контейнері) при використанні розсіювача С товщиною 10 мм;  $PE_{\text{Al}}^{\text{C}}$  – кількість фонових нейтронів при наявності на пучку алюмінієвого контейнера при використанні розсіювача С товщиною 10 мм;  $N_{\text{Cr+Al}}^{H_2}$  – кількість нейтронів, що пройшли крізь зразок  $^{52}\text{Cr}$  (в алюмінієвому контейнері), якщо б використовувався

розсіювач  $\text{H}_2$ ;  $N_{\text{Al}}^{H_2}$  – кількість нейтронів при наявності на пучку алюмінієвого контейнера (прямий пучок), якщо б використовувався розсіювач  $\text{H}_2$ ;  $k_1$ ,  $k_2$  – коефіцієнти, що визначають відношення потоків розсіяних нейтронів вуглецем із розсіювача  $\text{CH}_2$  до нейтронів із розсіювача С (10 мм) при вимірюваннях зразків:  $^{52}\text{Cr}$  в алюмінієвому контейнері та порожнього алюмінієвого контейнера (прямий пучок) відповідно.

У першому наближенні для коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$  можна записати:

$$k_1 = \left( \frac{n_{\text{C}}^{\text{CH}_2}}{n_{\text{C}}^{10\text{мм}}} \right)^{52\text{Cr+Al}}, \quad k_2 = \left( \frac{n_{\text{C}}^{\text{CH}_2}}{n_{\text{C}}^{10\text{мм}}} \right)_{\text{Al}},$$

де  $n_{\text{C}}^{\text{CH}_2}$ ,  $n_{\text{C}}^{10\text{мм}}$  – кількості ядер вуглецю в  $\text{CH}_2$ -розсіювачі та в розсіювачі С (10 мм) відповідно. Наявність зразка  $^{52}\text{Cr}$  в алюмінієвому контейнері та порожнього алюмінієвого контейнера на пучку розсіяних нейтронів не буде суттєво впливати на величини коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$ , тому можемо вважати, що  $k_1 \approx k_2$ . Так, при використанні розсіювача  $\text{CH}_2$  (4,52 мм) та розсіювача С (10 мм) оцінка чисельного значення коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$  дає величину

$$k_1 \approx k_2 \approx \frac{0,01789 \text{ ядер С / б}}{0,08583 \text{ ядер С / б}} \approx 0,2.$$

Для точного визначення коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$  слід враховувати поглинання та багатократне розсіяння нейтронів у зразках-розсіювачах; для цього було використано два підходи: з використанням аналітичного виразу та за допомогою програмного коду MCNP 4C.

Перший підхід. Для нейтронів з енергією 59 еВ переріз розсіяння на вуглеці  $\sigma_{\text{c}} = 4,54$  б, переріз радіаційного поглинання  $\sigma_{\text{n},\gamma} = 14$  мкб, тому можна вважати, що повний нейтронний переріз  $\sigma_{\text{tot}} \approx \sigma_{\text{c}}$ .

Якщо використовувати «тонкі» зразки, коли  $n_1\sigma_{\text{c}} \leq 0,1$  та  $n_2\sigma_{\text{c}} \leq 0,1$ , тоді  $k_1 \approx k_2 \approx n_1 / n_2$ . Для більш товстих зразків вуглецю, коли не виконуються вищезгадані умови,

$$k_1 \approx k_2 = \frac{e^{-n_1\sigma_{\text{c}}} - e^{-\frac{n_1\sigma_{\text{c}}}{\cos\theta}}}{e^{-n_2\sigma_{\text{c}}} - e^{-\frac{n_2\sigma_{\text{c}}}{\cos\theta}}}, \quad (3)$$

де  $\theta$  – кут розсіяння.

Формулу (3) легко отримати розраховуючи потік розсіяних під кутом  $\theta$  нейтронів, що летять у детектор площею  $S_{\text{det}}$ , який знаходиться на відстані L від центра розсіювача. Більш докладно про це описано в роботі [1].

Другий підхід. Для розрахунків із використанням коду MCNP 4C [2] було змодельовано гео-

метрію експерименту, близьку до реальної: точно вказано розміри зразків-розсіювачів С та СН<sub>2</sub>, розміри досліджуваного зразка <sup>52</sup>Cr в алюмінієвому контейнері, параметри детектора та його захисту. В якості джерела нейтронів використовувався фільтр із середньою енергією 59 кеВ. Нейтронний спектр фільтра розраховувався за допомогою програмного пакета FILTER 7 [3].

Спектри розсіяних нейтронів, отримані кодом MCNP 4C (кут розсіяння 20°), наведено на рис. 1. Криві 1 та 2 – спектри розсіяних нейтронів на зразках вуглецю з товщиною 10 та 2 мм відповідно. Моделювання проводилось у припущенні, що в просторі експерименту повітря відсутнє.



Рис. 1. Розрахункові спектри розсіяних нейтронів під кутом 20° на вуглеці для фільтра 59 кеВ. (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Як видно з рис. 1, піки 1 та 2 асиметричні – розтягнуті в бік менших енергій; це обумовлено ефектом багатократного розсіяння в розсіювачах С. Тому для визначення коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$  було прийнято відношення площ правих половинок піків. Отримані величини коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$  для кутів розсіяння 15, 20, 25 та 30° представлено в табл. 1.

Таблиця 1. Величини  $k_1$  та  $k_2$ , отримані за допомогою програмного коду MCNP 4C та з використанням аналітичного виразу (3)

| Кут розсіяння, град | MCNP 4C |       |                     | Аналітичний вираз |
|---------------------|---------|-------|---------------------|-------------------|
|                     | $k_1$   | $k_2$ | $\langle k \rangle$ |                   |
| 15                  | 0,28    | 0,27  | 0,28                | $k_1 \approx k_2$ |
| 20                  | 0,28    | 0,27  | 0,28                | 0,28              |
| 25                  | 0,27    | 0,27  | 0,27                | 0,28              |
| 30                  | 0,29    | 0,29  | 0,29                | 0,28              |

Розрахунки кодом MCNP 4C підтвердили припущення, що  $k_1 \approx k_2$ . Також із табл. 1 видно, що відмінність коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$ , отриманих за допомогою MCNP 4C та аналітичного виразу, несуттєва ~ 3 %. Аналіз, проведений для визначення впливу точності знання коефіцієнтів  $k_1$  та  $k_2$  на точність визначення проходження  $T_{Cr}^{H_2}$  за формулою (2), показав, що зміна величин  $k_1$  та  $k_2$  на 3 % може призводити до зміни проходження  $T_{Cr}^{H_2}$  менше, ніж на 1 %. Більш доцільним шляхом визначення величин  $k_1$  та  $k_2$  ми вважали використання аналітичного виразу (3), оскільки це суттєво економило час порівняно із довготривалими розрахунками кодом MCNP 4C.

Інший метод обробки експериментальних даних для визначення проходження  $T_{Cr}^{H_2}$  зразка <sup>52</sup>Cr від розсіяних нейтронів на водні базується на використанні виразу

$$T_{52Cr}^H = T_{52Cr}^{CH_2} + \frac{P_C^\theta}{P_H^\theta} (T_{52Cr}^{CH_2} - T_{52Cr}^C), \quad (4)$$

де  $P_C^\theta$ ,  $P_H^\theta$  – потік нейтронів, розсіяних під вибраним кутом  $\theta$  на ядрах вуглецю та водню, що містяться у складі двокомпонентного зразка-розсіювача СН<sub>2</sub>;  $T_{52Cr}^H$  – проходження зразка <sup>52</sup>Cr для енергії нейтронів, що відповідають енергії розсіяних нейтронів на ядрах водню (розсіювач СН<sub>2</sub>);  $T_{52Cr}^C$  – проходження зразка <sup>52</sup>Cr для енергії нейтронів, що відповідають енергії розсіяних нейтронів на ядрах вуглецю (розсіювач С).

Більш докладно про метод обробки за формулою (4) та про визначення співвідношення  $P_C^\theta / P_H^\theta$  описано в роботі [1].

### Визначення повних нейтронних перерізів <sup>52</sup>Cr при енергіях 44 ÷ 55 кеВ

Вимірювання <sup>52</sup>Cr були проведені на 8-му горизонтальному експериментальному каналі Київського дослідницького реактора ВВР-М. Було проведено дві серії вимірювань. У кожній із серій використовувались зразки-розсіювачі С та СН<sub>2</sub> товщиною 10,02 ± 0,01 та 4,52 ± 0,01 мм відповідно. Зразки <sup>52</sup>Cr виготовлено з металевого порошку, яким заповнювали алюмінієвий контейнер. Товщина досліджуваних зразків <sup>52</sup>Cr 0,0173 ± 0,0002 ядер/б та 0,03024 ± 0,00010 ядер/б (зі збагаченням по <sup>52</sup>Cr 99,3 %; інші ізотопи хрому: <sup>50</sup>Cr – 0,1 %, <sup>53</sup>Cr – 0,5 %, <sup>54</sup>Cr – 0,1 %).

Вимірювання на зразках <sup>52</sup>Cr товщиною 0,0173 ± 0,0002 ядер/б проводились при кутах 15, 20 та 25°, на зразках <sup>52</sup>Cr товщиною 0,03024 ± 0,00010 ядер/б при кутах 15, 20, 25 та 30°.

Отримані величини проходжень зразків  $^{52}\text{Cr}$  наведено в табл. 2 (для зразка  $^{52}\text{Cr}$  товщиною  $0,01731 \pm 0,00006$  ядер/б) та в табл. 3 (для зразка  $^{52}\text{Cr}$  товщиною  $0,03024 \pm 0,00010$  ядер/б). Ефективний повний нейтронний переріз  $\sigma$  та його похибку  $\Delta\sigma$  можна визначити за результатами експериментального проходження  $T$ :

$$\sigma = -\frac{1}{n} \ln \langle T \rangle, \quad (5)$$

Таблиця 2. Проходження зразка  $^{52}\text{Cr}$  товщиною  $0,01731 \pm 0,00006$  ядер/б

| Кут, град | Серія 1 (14.11.11)  |                     | Серія 2 (28.11.11)  |                     |
|-----------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
|           | Формула (2)         | Формула (4)         | Формула (2)         | Формула (4)         |
| 15        | $0,8552 \pm 0,0120$ | $0,8637 \pm 0,0132$ | $0,8659 \pm 0,0139$ | $0,8729 \pm 0,0128$ |
| 20        | $0,7377 \pm 0,0179$ | $0,7611 \pm 0,0130$ | $0,7416 \pm 0,0135$ | $0,7317 \pm 0,0143$ |
| 25        | $0,8799 \pm 0,0145$ | $0,8906 \pm 0,0147$ | $0,8979 \pm 0,0181$ | $0,9062 \pm 0,0147$ |

Таблиця 3. Проходження зразка  $^{52}\text{Cr}$  товщиною  $0,03024 \pm 0,00010$  ядер/б

| Кут, град | Серія 1 (16.03.15)  |                     | Серія 2 (22.06.15)  |                     |
|-----------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
|           | Формула (2)         | Формула (4)         | Формула (2)         | Формула (4)         |
| 15        | $0,7732 \pm 0,0152$ | $0,7844 \pm 0,0138$ | $0,7896 \pm 0,0229$ | $0,8068 \pm 0,0189$ |
| 20        | $0,6020 \pm 0,0126$ | $0,6201 \pm 0,0131$ | $0,5875 \pm 0,0181$ | $0,5883 \pm 0,0158$ |
| 25        | $0,8670 \pm 0,0236$ | $0,8747 \pm 0,0199$ | $0,8639 \pm 0,0213$ | $0,8693 \pm 0,0199$ |
| 30        | $0,9848 \pm 0,0198$ | $0,9856 \pm 0,0190$ | $0,9798 \pm 0,0242$ | $0,9771 \pm 0,0304$ |

Як видно з таблиць, результати обробки двома незалежними методами досить добре узгоджуються між собою в межах похибки.

Використовуючи формули (5) і (6) та дані з табл. 2 та 3, було отримано набір усереднених перерізів та їхню похибку, середні значення яких представлено на рис. 2 та в табл. 4.

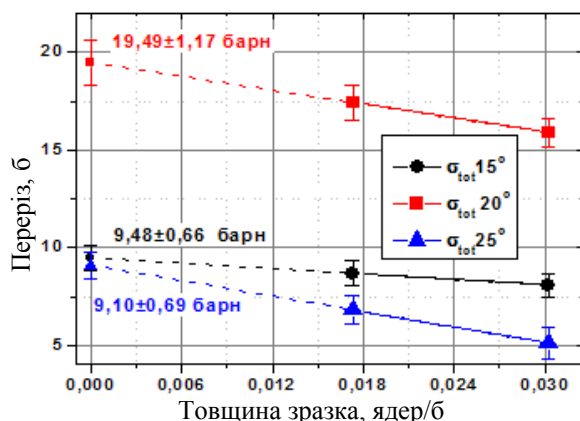


Рис. 2. Повні нейтронні перерізи  $^{52}\text{Cr}$  залежно від товщини зразка.

(Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Спостережувані перерізи залежать від товщини зразка (див. табл. 4), що є абсолютно очікуваним, оскільки в досліджуваних енергетичних діапазонах  $48,6 \div 57,7$  кеВ,  $45,8 \div 55,3$  кеВ та

$$\Delta\sigma = \sqrt{\frac{1}{(n)^2} \cdot \left(\frac{\Delta \langle T \rangle}{\langle T \rangle}\right)^2 + (\sigma)^2 \left(\frac{\Delta n}{n}\right)^2}, \quad (6)$$

де  $n$  - товщина зразка  $^{52}\text{Cr}$ .

Результати експериментальних вимірювань для кожного зразка та кожної серії вимірювань оброблялися двома методами – використовувалися формули (2) та (4).

$42,5 \div 52,3$  кеВ є резонанси в перерізі  $^{52}\text{Cr}$ . Екстраполяція спостережуваних перерізів лінійною функцією до нульової товщини (див. рис. 2) дає такі значення усереднених перерізів: у діапазоні  $48,6 \div 57,7$  кеВ ( $15^\circ$ ) –  $9,48 \pm 0,66$  б, у діапазоні  $45,8 \div 55,3$  кеВ ( $20^\circ$ ) –  $19,49 \pm 1,17$  б, у діапазоні  $42,5 \div 52,3$  кеВ ( $25^\circ$ ) –  $9,10 \pm 0,69$  б.

Для порівняння експериментальних даних з оціненими даними було проведено усереднення повного нейтронного перерізу  $^{52}\text{Cr}$  з бібліотек оцінених ядерних даних (БОЯД) по спектрах розсіяних нейтронів на водні. Спектри нейтронів, розсіяних на водні, було розраховано за допомогою програмного коду MCNP 4C. Вигляд спектрів нейтронів, розсіяних на зразку-розсіювачі  $\text{CH}_2$  під кутами  $15^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $25^\circ$  та  $30^\circ$ , розрахованих за допомогою програмного коду MCNP 4C, представлено на рис. 3.

Усереднення повного нейтронного перерізу  $^{52}\text{Cr}$  по спектру розсіяних нейтронів на водні проведено в таких межах:  $48,6 \div 57,7$  кеВ,  $45,8 \div 55,3$  кеВ,  $42,5 \div 52,3$  кеВ та  $38,1 \div 48,6$  кеВ, що відповідає розсіянню на кутах  $15^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $25^\circ$  та  $30^\circ$ . Значення усереднених повних нейтронних перерізів  $^{52}\text{Cr}$  з БОЯД по спектрах розсіяних нейтронів на водні та експериментальні значення, отримані в даній роботі (екстрапольовані до нульової товщини), представлено в табл. 5.

Таблиця 4. Наші експериментальні значення повних нейтронних перерізів  $^{52}\text{Cr}$

| Кут, град | Середня енергія, кеВ | Наш експериментальний результат, б |                                    |                                      |
|-----------|----------------------|------------------------------------|------------------------------------|--------------------------------------|
|           |                      | Зразок<br>0,01731 ± 0,00006 ядер/б | Зразок<br>0,03024 ± 0,00010 ядер/б | Екстраполяція до<br>нульової товщини |
| 15        | 55                   | 8,68 ± 0,62 (7 %)                  | 8,08 ± 0,59 (7 %)                  | 9,48 ± 0,66                          |
| 20        | 52                   | 17,43 ± 0,90 (5 %)                 | 15,89 ± 0,70 (4 %)                 | 19,49 ± 1,17                         |
| 25        | 48,4                 | 6,81 ± 0,76 (11 %)                 | 5,10 ± 0,81 (16 %)                 | 9,10 ± 0,69                          |
| 30        | 44,2                 | –                                  | 0,48 ± 0,64 (133 %)                |                                      |

Таблиця 5. Розраховані за даними БОЯД та наші експериментальні  $\sigma_{\text{tot}}$  для  $^{52}\text{Cr}$

| Кут, град | Енергетичний діапазон, кеВ | Усереднені повні нейтронні перерізи $^{52}\text{Cr}$ , б |            |           |           |            |            | Наш експериментальний результат (екстраполяція до нульової товщини, за винятком значення при 30°) |
|-----------|----------------------------|--|------------|-----------|-----------|------------|------------|---|
|           |                            | ENDF/B-VII.1<br>JEFF-3.2, JENDL-4.0                      | ENDF/B-VII | CENDL-3.1 | BROND-2.2 | ROSFOND-10 | TENDL-2014 |   |
| 15        | 48,6 ÷ 57,7                | 10,80  | 11,61      | 9,32      | 9,89      | 11,21      | 7,35       | 9,48 ± 0,66 (7 %)   |
| 20        | 45,8 ÷ 55,3                | 21,67  | 21,80      | 19,69     | 21,56     | 21,88      | 17,85      | 19,49 ± 1,17 (6 %)  |
| 25        | 42,5 ÷ 52,3                | 6,94   | 7,39       | 7,35      | 7,78      | 6,66       | 8,31       | 9,10 ± 0,69 (8 %)   |
| 30        | 38,1 ÷ 48,6                | 0,31   | 0,99       | 0,25      | 0,13      | 0,38       | 0,32       | 0,48 ± 0,64 (133 %)   |

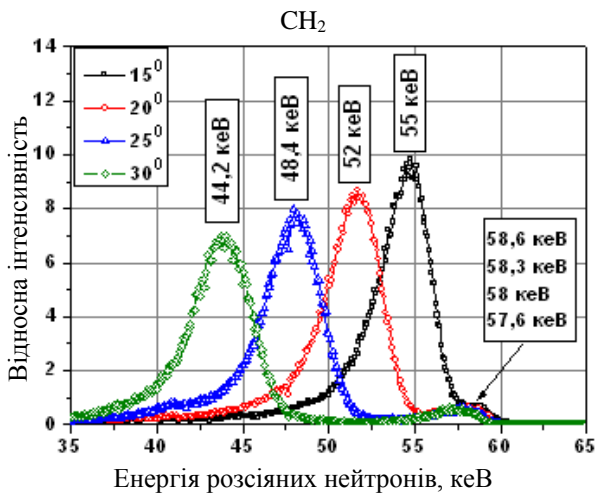


Рис. 3. Розрахункові спектри розсіяних нейтронів під кутами 15, 20, 25 та 30° на зразку-розсіювачі  $\text{CH}_2$ . (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Перерізи з бібліотек JEFF-3.2 та JENDL-4.0 збігаються з перерізами з бібліотеки ENDF/B-VII.1, тому їх наведено в одному стовпчику.

Як видно з табл. 5, наші експериментальні дані в діапазоні енергій 48,6 ÷ 57,7 кеВ та 45,8 ÷ 55,3 кеВ найкраще узгоджуються з даними CENDL-3.1, але в діапазоні 42,5 ÷ 52,3 кеВ лежать значно вище. У цьому діапазоні найкраще узгодження спостерігається з даними з TENDL-2014.

Якщо подивитися на перерізи  $^{52}\text{Cr}$  у перших двох діапазонах (рис. 4) із трьох БОЯД (нагада-

ємо, що CENDL-3.1 найкраще узгоджується з нашими даними, усереднені перерізи з ROSFOND-10 та TENDL-2014 є вищими та нижчими від нашого значення), то видно, що найбільший вплив на значення усереднених перерізів вносить резонанс при енергії близько 50 кеВ, а також, можливо, значення радіуса потенціального розсіяння. Вузькі резонанси праворуч (діапазон енергій 48,6 ÷ 57,7 кеВ) та ліворуч (діапазон енергій 45,8 ÷ 55,3 кеВ) навряд дадуть помітне підвищення усередненого перерізу.

При розгляді діапазону енергій 42,5 ÷ 52,3 кеВ видно (рис. 5), що права частина резонансу з енергією 50 кеВ лише частково попадає в межі цього регіону, тому вплив вузьких резонансів ліворуч від нього на значення усередненого перерізу може бути вже більш значним. У TENDL-2014 (нагадаємо – найкращий збіг з нашими даними) задано два достатньо сильних резонанси (б). Також можемо помітити, що підставка (тобто потенціальне розсіяння) у TENDL-2014 йде трохи вище, ніж в інших двох БОЯД. Чи дійсно ми «відчуваємо» ці резонанси, можна перевірити, якщо дослідити діапазон енергій 38,1 ÷ 48,6 кеВ (це відповідає вимірам при куті розсіяння 30°). Такі вимірювання було розпочато, але, на жаль, короткотривала робота реактора не дозволила нам набрати достатню статистику навіть при вимірюваннях одного зразка (див. табл. 4). Ця робота запланована на наступний етап.

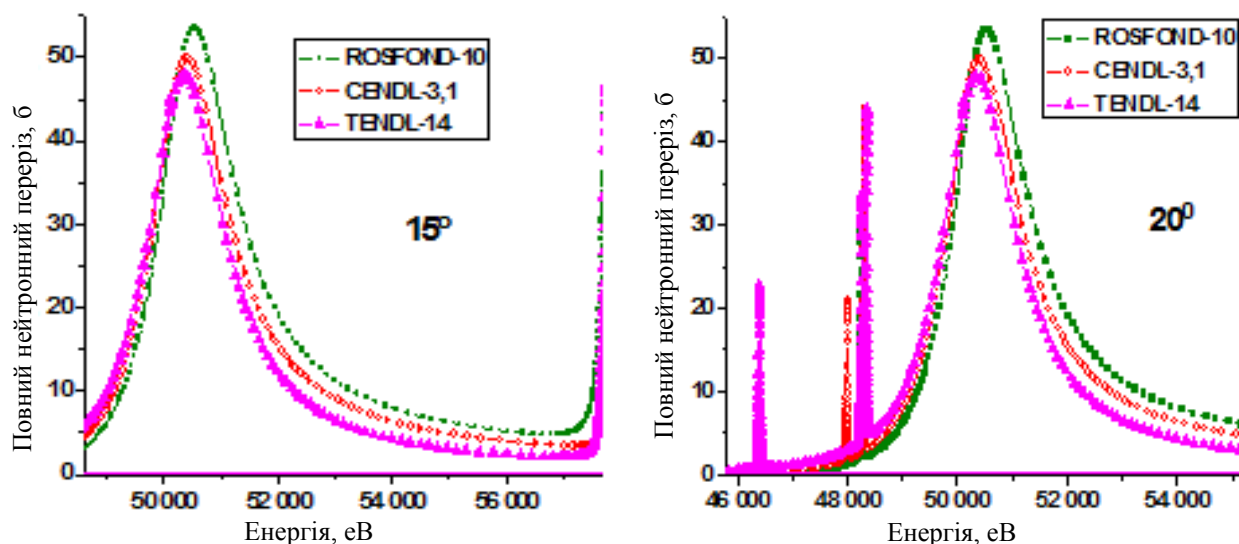


Рис. 4. Переріз  $^{52}\text{Cr}$  у діапазоні енергій  $48,6 \div 57,7$  та  $45,8 \div 55,3$  кеВ із трьох БОЯД.

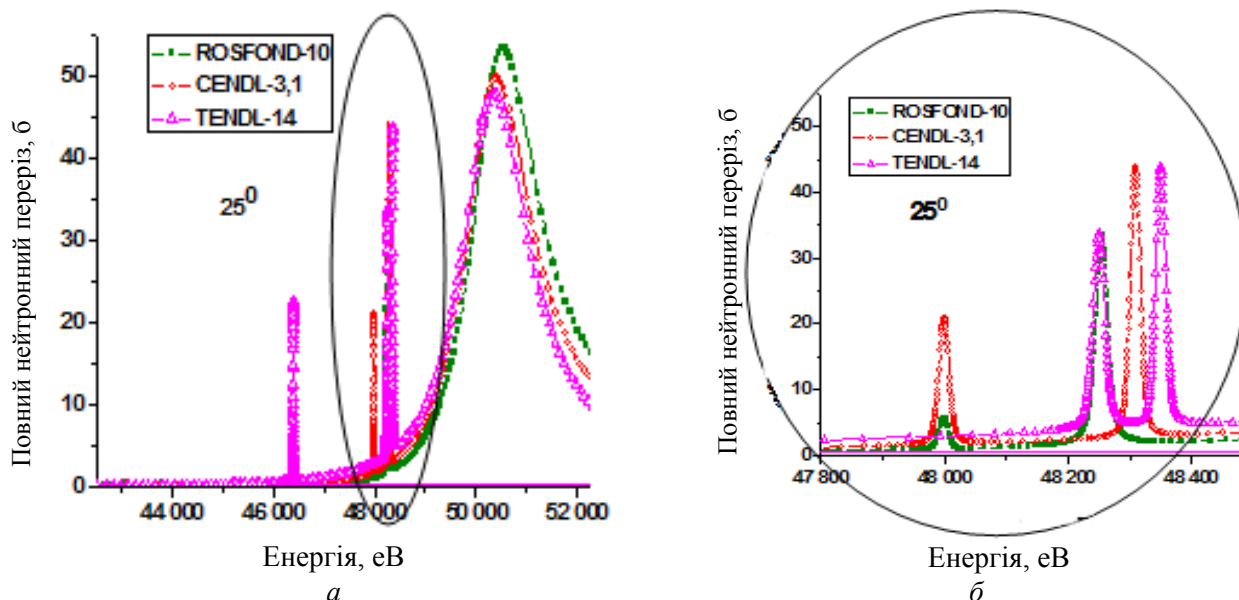


Рис. 5. Переріз  $^{52}\text{Cr}$  у діапазоні енергій  $42,5 \div 52,3$  кеВ із трьох БОЯД.

**Висновки**

Розроблено методику по визначенню повних нейтронних перерізів з вимірів проходжень зразка фільтрованими нейтронами, розсіяними на водні, що входить до складу двокомпонентного розсіювача  $\text{CH}_2$ .

Методику апробовано шляхом проведення експериментальних вимірювань пропускання зразка  $^{52}\text{Cr}$ , який має широкий s-резонанс в області енергії 50 кеВ, при чотирьох кутах ( $15^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $25^\circ$  та  $30^\circ$ ) розсіяння нейтронів зразками-розсіювачами С та  $\text{CH}_2$  первісного нейтронного пучка фільтрованих нейтронів із середньою енергією 59 кеВ.

Порівняльний аналіз отриманих за даною методикою експериментальних значень перерізів  $^{52}\text{Cr}$  та перерізів (усереднених по спектрах розсіяних нейтронів) із сучасних БОЯД, а також узгодженість результатів, отриманих за допомогою даної методики та методики, представлені в роботі [1], дають змогу говорити про прийнятність розробленої методики для визначення повних нейтронних перерізів із використанням методу зсуву середньої енергії нейтронів фільтрованого пучка.

У майбутньому планується використовувати дану методику для дослідження інших ядер та визначення параметрів як s-, так і р-резонансів.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Грицай О.О., Гримало А.К., Пшеничний В.А. Аналітичні вирази для розрахунків виходів розсіяних нейтронів із зразка-розсіювача під малими кутами // Ядерна фізика та енергетика. - 2015. - Т. 16, № 3. - С. 303 - 309.
2. Briesmeister J. MCNP General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code Version 4C, LA-13709-M. - 1993.
3. Gritzay O.O., Vakulenko M.M. Development of the code for filter calculation // Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy: Proc. of the 4-th Intern. Conf. (NPAE-Kyiv2012, Kyiv, 3 - 7 Sept. 2012). - Kyiv, 2013. - P. 426 - 429.

**О. О. Грицай, А. К. Гримало, В. А. Пшеничний**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА СМЕЩЕНИЯ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ ФИЛЬТРОВАНОГО ПУЧКА**

Описано развитие методики определения полных нейтронных сечений из измерений пропусканий образца фильтрованными нейтронами, рассеянными на водороде, который входит в состав двухкомпонентного рассеивателя  $\text{CH}_2$ . Представлен один из методов определения пропускания  $T_{^{52}\text{Cr}}^H$  из измерений образца  $^{52}\text{Cr}$  с использованием метода сдвига средней энергии нейтронов фильтрованного пучка. Используя два метода обработки экспериментальных данных, один из которых описан в данной работе (другой - в работе [1]), представлен набор пропусканий, полученных для различных образцов и при различных углах измерения. Два метода являются кардинально различными, поэтому в дальнейшем результаты обработки с использованием этих методов можно считать независимыми. В будущем полученный набор пропусканий планируется использовать для определения параметров  $E_0$ ,  $\Gamma_n$  и  $R'$  резонанса  $^{52}\text{Cr}$  при энергии 50 кэВ.

*Ключевые слова:* полное нейтронное сечение, образец-рассеиватель, угол рассеяния, водород.

**O. O. Gritzay, A. K. Grymalo, V. A. Pshenychnyi**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

**DETERMINATION OF THE TOTAL NEUTRON CROSS SECTION USING AVERAGE ENERGY SHIFT METHOD FOR FILTERED NEUTRON BEAM**

Development of the technique for determination of the total neutron cross sections from the measurements of sample transmission by filtered neutrons, scattered on hydrogen is described. One of the methods of the transmission determination  $T_{^{52}\text{Cr}}^H$  from the measurements of  $^{52}\text{Cr}$  sample, using average energy shift method for filtered neutron beam is presented. Using two methods of the experimental data processing, one of which is presented in this paper (another in [1]), there is presented a set of transmissions, obtained for different samples and for different measurement angles. Two methods are fundamentally different; therefore, we can consider the obtained processing results, using these methods as independent. In future, obtained set of transmissions is planned to be used for determination of the parameters  $E_0$ ,  $\Gamma_n$  and  $R'$  of the resonance  $^{52}\text{Cr}$  at the energy of 50 keV.

*Keywords:* total neutron cross section, scattering sample, scattering angle, hydrogen.

## REFERENCES

1. Gritzay O.O., Grymalo A.K., Pshenychnyi V.A. // Yaderna fizyka ta energetyka (Nucl. Phys. At. Energy). - 2015. - Vol. 16, No. 3. - P. 303 - 309. (Ukr)
2. Briesmeister J. MCNP General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code Version 4C, LA-13709-M. - 1993.
3. Gritzay O.O., Vakulenko M.M. Development of the code for filter calculation // Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy: Proc. of the 4-th Int. Conf. (NPAE-Kyiv2012, Kyiv, 3 - 7 Sept. 2012). - Kyiv, 2013. - P. 426 - 429.

Надійшла 10.11.2016

Received 10.11.2016