

ЖЭТР, 1973, т. 64, в. 1, с. 7-8
х. 72

Г-604

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

3317/2-72

РЗ - 6556



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

В.В. Голиков, В.И. Лушиков, Ф.Л. Шапиро

ВЫХОД УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
ИЗ ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ

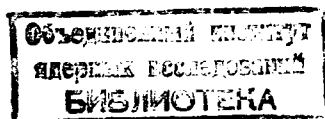
1972

РЗ - 6556

В.В. Голиков, В.И. Лушиков, Ф.Л. Шапиро

**ВЫХОД УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
ИЗ ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ**

Направлено в ЖЭТО



В работах /1,2/ ультрахолодные нейтроны (УХН), т.е. нейтроны с энергией $E \approx 10^{-7}$ эв, извлекались из тонкой пластинки - конвертора, где они образовывались при облучении конвертора потоком тепловых нейтронов. Как известно, увеличение выхода очень медленных нейтронов из реактора может быть получено за счет охлаждения замедлителя. При работе с УХН, которые выходят из тонкого поверхностного слоя замедлителя толщиной порядка длины свободного пробега УХН (< 5 мм), достаточно эффективным может быть охлаждение лишь этого поверхностного слоя или конвертора, а не всего замедлителя в целом /3,4/.

Нами были рассчитаны выходы УХН из различных конверторов, имеющих температуру T_k и облучаемых изотропным потоком тепловых нейтронов с максвелловским спектром с температурой T_n . Частичная экспериментальная проверка проведенных расчетов была выполнена на канале УХН, установленном на импульсном реакторе ИБР-30.

Метод расчета

Рассмотрим плоский конвертор, расположенный внутри горизонтального канала УХН (рис. 1). За счет полного отражения по каналу могут

распространяться все выходящие из конвертора нейтроны с энергией

$$E < U_{\text{ст}} \cong \left(\frac{2\hbar}{m\lambda} \right)^2 \pi n_{\text{ст}} b_{\text{ст}}$$

($n_{\text{ст}}$ - плотность ядер, $b_{\text{ст}}$ - когерентная длина рассеяния нейтронов для материала стенки канала, m - масса нейтрона; для медных стенок $U_{\text{ст}} \sim 1,7 \cdot 10^{-7}$ эв).

Поток нейтронов с энергией в интервале от E до $E + dE$, выходящий с 1 см^2 конвертора, можно записать в виде:

$$\Phi(E) dE = dE \int_0^{\infty} \Phi_{\text{T}}(E') n_{\text{к}} \sigma(E' \rightarrow E) dE' \int_0^d dx \int_0^{\pi/2} W(E, x, \theta) \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4\pi}. \quad (1)$$

Здесь $\Phi_{\text{T}}(E') dE'$ - поток нейтронов с энергией от E' до $E' + dE'$, падающий на конвертор (полагаем этот поток равномерным по всему объему конвертора), $n_{\text{к}}$ - плотность ядер в конверторе; $\sigma(E' \rightarrow E) dE$ - сечение неупругого рассеяния нейтронов с энергией E' в интервал энергий $E, E + dE$; $W(E, x, \theta) = \exp\left(\frac{x n_{\text{к}} \sigma_{\text{т}}(E)}{\cos \theta}\right)$ - вероятность выхода нейтрона с энергией E из слоя dx , находящегося на расстоянии x от поверхности конвертора; θ - угол между нормалью к поверхности конвертора и направлением вылета нейтрона, $\sigma_{\text{т}}(E)$ - полное сечение взаимодействия нейтрона с веществом конвертора. Временно мы не учитываем отражения нейтронов от границы конвертор - вакуум.

Интегрируя (1) по dx и $d\theta$ и полагая, что толщина конвертора $d \gg 1/n_{\text{к}} \sigma_{\text{т}}$, получим полный поток УХН в интервале энергий от 0 до $U_{\text{ст}}$

$$\Phi = \frac{1}{4} \int_0^{U_{\text{ст}}} \frac{dE}{\sigma_{\text{т}}(E)} \int_0^{\infty} \Phi_{\text{T}}(E') \sigma(E' \rightarrow E) dE'. \quad (2)$$

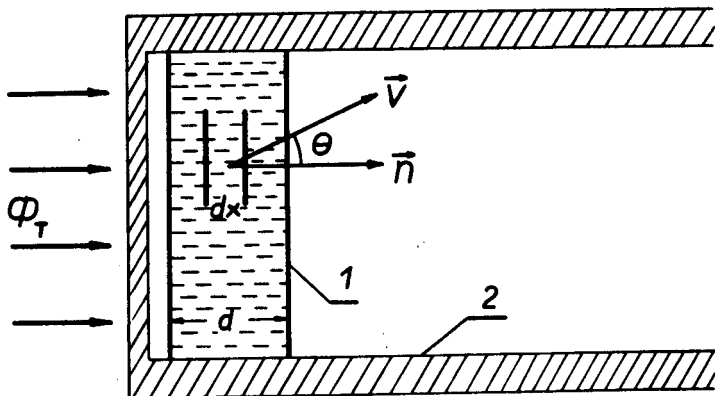


Рис. 1. Схема начального участка нейтропровода УХН: 1 - конвертор УХН, облучаемый изотропным потоком нейтронов; 2 - вакуумный нейтропровод.

Прямое использование формулы (2) для расчета выхода УХН из различных конверторов не представляется возможным из-за отсутствия экспериментальных данных о сечениях $\sigma_t(E)$ и $\sigma(E' \rightarrow E)dE$ в широком интервале энергий и температур конвертора T_K . Можно заметить, что в силу закона $1/v$ сечения захвата σ_C и неупругого рассеяния $\sigma_{ну} = \int_0^\infty \sigma(E \rightarrow E') dE'$ для УХН значительно превышают сечение упругого рассеяния. Поэтому, используя соотношение детального равновесия $\sigma(E \rightarrow E') \cdot E \cdot \exp(-E/T_K) = \sigma(E' \rightarrow E) \cdot E' \cdot \exp(-E'/T_K)$ полное сечение $\sigma_t(E)$ можно записать в виде:

$$\sigma_t(E) \approx \sigma_C + \sigma_{ну} = [\sigma_C(E_0) \cdot E_0^{1/2}] E^{-1/2} + E^{-1/2} \int_0^\infty [\sigma(E' \rightarrow E) \cdot E_0^{3/2}] \cdot E' e^{-\frac{E'-E}{T_K}} dE' \quad (3)$$

В (3) величины в квадратных скобках не зависят от E ; E_0 - некоторая фиксированная энергия.

Подставляя (3) в (2) и считая, что конвертор облучается максвелловским спектром тепловых нейтронов с полным потоком Φ_0 и температурой T_H , т.е.

$$\Phi_T(E') = \frac{\Phi_0}{T_H^2} E' \exp(-E'/T_H),$$

получим при условии $E \ll T_K$

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{4} \int_0^{U_{CT}} E \cdot G(T_H, T_K) dE = \frac{\Phi_0}{8} \frac{U_{CT}^2}{T_H^2} G(T_H, T_K), \quad (4)$$

где функция

$$G(T_H, T_K) = \frac{1}{T_H^2} \cdot \frac{\int_0^\infty E' [\sigma(E' \rightarrow E) E^{-1/2}] \cdot \exp(-E'/T_H) dE'}{[\sigma_C(E_0) E_0^{1/2}] + \int_0^\infty [\sigma(E' \rightarrow E) E^{-1/2}] \cdot E' \cdot \exp(-E'/T_K) dE'}$$

не зависит от энергии E выходящих из конвертора ультрахолодных нейтронов и определяется только характеристиками конвертора. Для расчета входящего в $G(T_H, T_K)$ сечения неупругого рассеяния можно использовать однофононное некогерентное приближение [5]. Тогда получим:

$$G(T_H, T_K) = \frac{1}{T_H^2} \cdot \frac{\int_0^\infty E'^{1/2} g(E') \exp(-E'/T_H) (1 - \exp(-E'/T_K))^{-1} dE'}{\sigma_C(E_0) E_0^{1/2} \sigma_s^{-1} A + \int_0^\infty E'^{1/2} g(E') \exp(-E'/T_K) (1 - \exp(-E'/T_K))^{-1} dE'}, \quad (6)$$

где $g(E)$ — спектр нормальных колебаний конвертора; σ_s — полное сечение рассеяния для связанного ядра конвертора; A — массовое число конвертора. При выводе (6) фактор Дебая-Валлера полагался равным 1.

При отсутствии захвата и при равенстве температур нейтронного газа и конвертора выражение (4) дает

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{\delta} \frac{U_{\text{СТ}}^2}{T_{\text{Н}}^2},$$

что соответствует площади участка УХН в спектре тепловых нейтронов. Результаты расчетов $G(T_{\text{Н}}, T_{\text{К}})$ для некоторых материалов конверторов приведены в таблицах 1-5 и на рис. 2 (для удобства нормировки за "1" принято значение $G(T_{\text{Н}}, T_{\text{К}})$ для полиэтилена при $T_{\text{К}} = T_{\text{Н}} = 300^\circ\text{K}$).

Спектры частот брались из работ /6-9/. О степени точности расчетов можно в некоторой мере судить по рис. 3, на котором приведены рассчитанные и экспериментальные /5,10/ значения сечений неупругого рассеяния $\sigma_{\text{ну}} E^{1/2}$, связанного с нагревом нейтронов.

Расчеты показали, что учет многофононного рассеяния в рассмотренных случаях меняет значения $G(T_{\text{Н}}, T_{\text{К}})$ не более, чем на 15%. Некоторые сомнения может вызвать правомерность использования некогерентного приближения для таких когерентных рассеивателей, как Al , Mg , Be . Однако, как отмечено, например, в /5/, поправка на интерференционные эффекты для такого интегрального параметра, как полное сечение неупругого рассеяния, для подавляющего большинства веществ не превышает 20%.

Как видно из рис. 2, для полиэтилена, гидрида циркония и Be , выход УХН при фиксированной температуре нейтронного спектра заметно возрастает при охлаждении конвертора. Это явление объясняется тем, что при уменьшении $T_{\text{К}}$ сечение нагрева УХН (второе слагаемое в знаменателе выражения (6)) уменьшается гораздо быстрее, чем сечение охлаждения тепловых нейтронов (числитель выражения (6)). Выход УХН из Al и Mg , напротив, слабо зависит от температуры конвертора, что связано с относительно малой величиной сечения нагрева нейтронов по сравнению с сечением захвата для этих веществ.

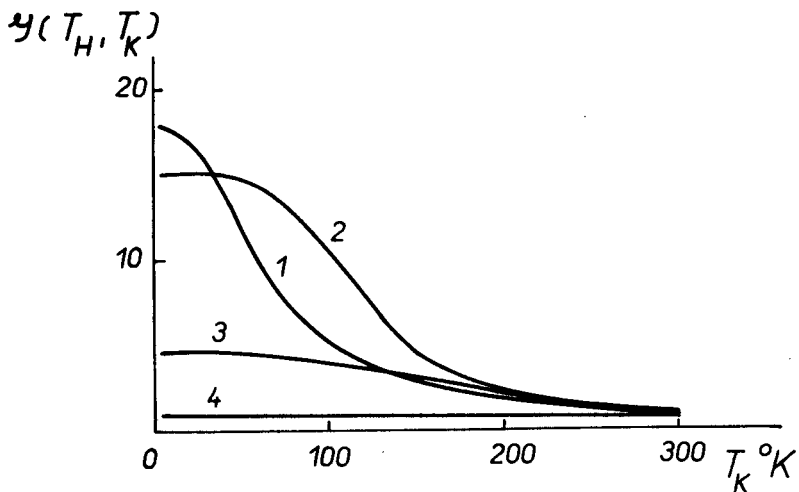


Рис. 2. Зависимость $G(T_H, T_K)$ от температуры конвертора. Температура нейтронного спектра $T_H = 300^\circ\text{K}$. 1 - полиэтилен, 2 - бериллий, 3 - гидрид циркония, 4 - магний.

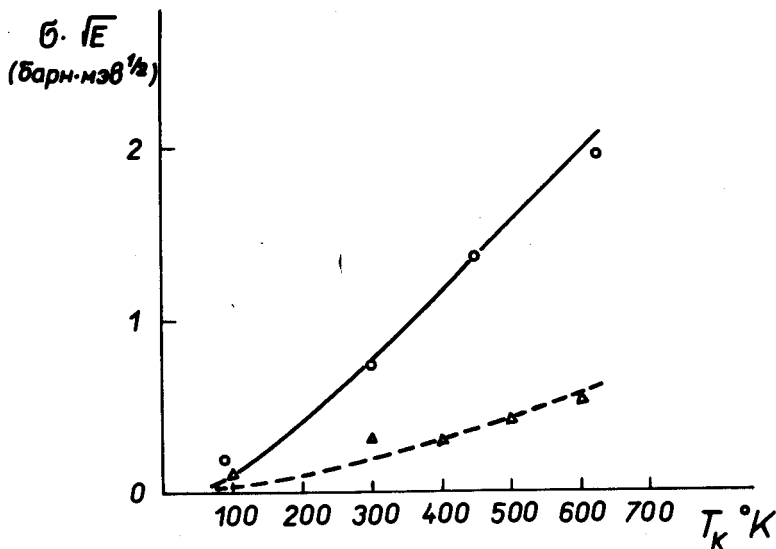


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные значения сечений нагрева $\sigma_{\nu} E^{1/2}$ для медленных нейтронов ($E < 1$ мэв). Магний: \circ - эксперимент, — -расчет; Алюминий: Δ - эксперимент; --- -расчет.

При фиксированной температуре конвертора выход УХН не очень сильно зависит от температуры нейтронов: при уменьшении T_n сечение охлаждения нейтронов также уменьшается (из-за сокращения используемой доли частотного спектра) и это в значительной мере компенсирует фактор T_n^{-2} в (6). Надо заметить также, что в отличие от охлаждения конвертора охлаждение замедлителя при постоянной мощности реактора приводит к уменьшению теплового потока Φ_0 : а) из-за конструктивных факторов, б) в замедлителях с диффузионной длиной, малой по сравнению с длиной замедления и размерами замедлителя, при охлаждении остается постоянной плотность нейтронов, поток же уменьшается как $T_n^{1/2}$. Таким образом, в источниках УХН можно ограничиваться охлаждением одного лишь конвертора.

Для сравнения относительных выходов УХН из различных конверторов необходимо учесть влияние отражения УХН от границы раздела конвертор - вакуум. Принимая во внимание то, что энергия нейтронов при выходе из конвертора в вакуум меняется на величину

$$U_k = \left(\frac{2k}{m^{1/2}} \right)^2 \pi n_k b_k,$$

вместо (4) получим

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{4} G(T_n, T_k) \cdot \int_0^{U_{ст} - U_k} E \cdot T_{12}(E) dE, \quad (7)$$

где усредненный по углам коэффициент прохождения УХН $T_{12}(E)$ через границу конвертор-вакуум (E - энергия нейтрона внутри конвертора) в случае положительной величины потенциала конвертора U_k равен

$$T_{12}(E) = \frac{8}{3} y^{1/2} \left((y+1)^{3/2} - y^{3/2} - 3/2 y^{1/2} \right); \quad y = E/U_k. \quad (8)$$

Интегрирование (7) дает

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{8} U_{\text{ст}}^2 K\left(\frac{U_{\text{к}}}{U_{\text{ст}}}\right) \cdot G(T_{\text{н}}, T_{\text{к}}), \quad (9)$$

где

$$K(x) = \frac{1-x^{1/2}}{12x^2} (3x^3 + 2x^2 - 24x + 16) + \frac{x^2}{8} \ln \frac{1+(1-x)^{1/2}}{1-(1-x)^{1/2}} - \frac{4}{3} \frac{(1-x^2)(1-x)^2}{x^2}.$$

График $K(x)$ представлен на рис. 4.

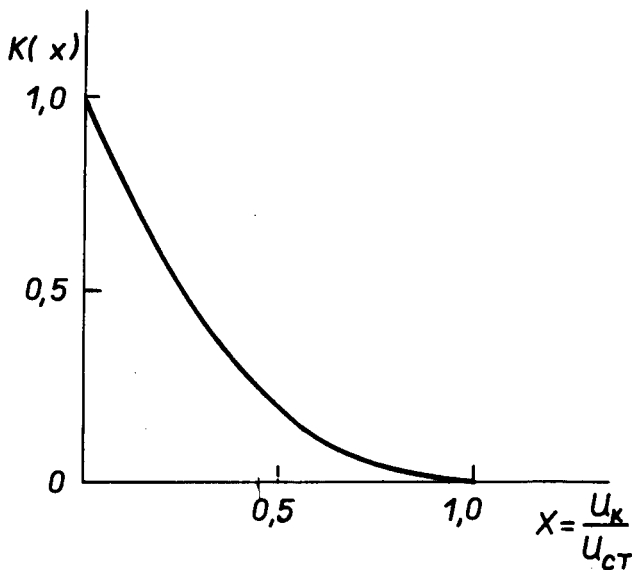


Рис. 4. Зависимость выхода УХН от величины отношения потенциалов конвертора и стенки нейтроновода ($U_{\text{к}} / U_{\text{ст}}$).

Формула (9) определяет полный направленный поток УХН из конвертора в нейтроновод. Поток УХН, регистрируемый детектором, соответствовал бы выражению (9) лишь в случае идеально зеркального непоглоща-

ющего нейтроновода. Согласно /1,2/, распространение УХН по реальному нейтроноводу может быть описано на основе элементарной теории диффузии. При этом нейтроновод характеризуется двумя параметрами: коэффициентом диффузии D и диффузионной длиной L .

Предположим, что уже вблизи конвертора происходит трансформация направленного потока в диффузионный. Тогда, используя в качестве граничного условия для уравнения диффузии баланс потоков на границе конвертор-вакуум, можно получить, что диффузионный поток УХН на детектор равен

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{4} G(T_H, T_K) \int_0^{U_{CT} - U_K} \frac{E \cdot T_{12} \exp(-\ell/L) dE}{T_{21} + a(1 - 1/2 T'_{21})}, \quad (10)$$

где T_{21} и T'_{21} - усредненные по углам коэффициенты прохождения нейтронов через границу вакуум-конвертор для изотропной и направленной компонент диффузионного потока соответственно $T_{21} = T_{12} \frac{y}{1+y}$;

$$T'_{21} = y(4+5y) - \frac{2}{\pi} (5y-1)(1+y) \cdot \arctg \sqrt{y} - \frac{10}{\pi} y^{1/2} \left(y + \frac{7}{15} - \frac{4}{15(1+y)} \right)$$

$a = \frac{4D}{Lv}$; v - скорость нейтронов в нейтроноводе; ℓ - полная длина нейтроновода ($\ell > L$).

Эксперимент

Схема использованного канала УХН приведена на рис. 5. Так же, как и в работах /1,2/, канал изготовлен из электрополированных медных труб, диаметр которых доведен до 200 мм. Длина канала - 13,5 метров.

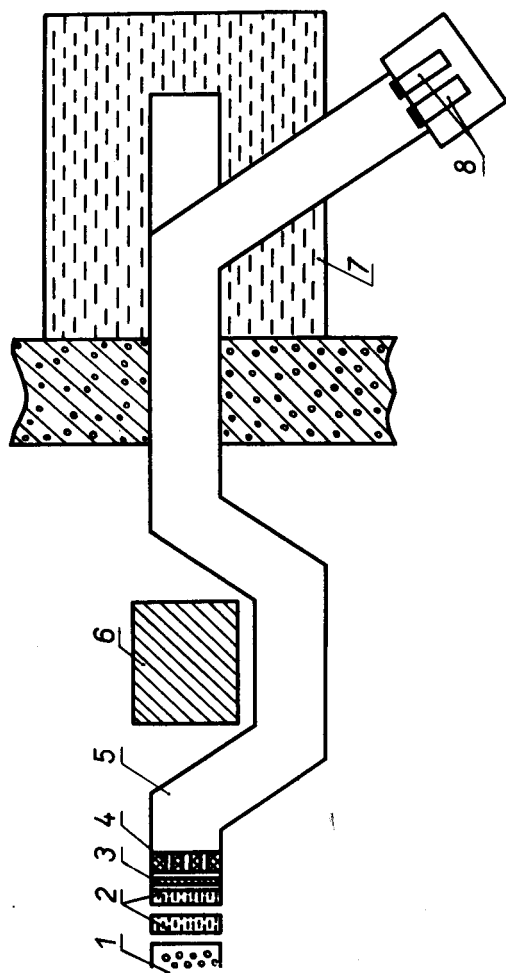


Рис. 5. Схема канала УХН на импульсном реакторе ИБР-30. 1 - активная зона реактора, 2 - водяной замедлитель, 3 - конвертор, 4 - дополнительный замедлитель, 5 - медный нейтронвод, 6,7 - защита и ловушка прямого пучка, 8 - детекторы УХН.

Низкая средняя мощность реактора давала возможность установки различных конверторов, охлаждаемых жидким азотом, в частности, полиэтиленовый конвертор позволял работать с ним в течение полного реакторного цикла (≈ 1 месяц) без существенного радиационного повреждения конвертора. В качестве детектора УХН использовался сцинтилляционный счетчик на основе $LiOH \cdot H_2O + ZnS (Ag)$ площадью $\approx 25 \text{ см}^2$ ^{/1/}. Для измерения фона детектор перекрывался медной фольгой толщиной ~ 10 микрон. С полиэтиленовым конвертором при $T_k = 300^\circ K$ скорость счета УХН при мощности реактора 25 квт ($\Phi_0 = 3,6 \cdot 10^{10} \text{ н/см}^2 \text{ сек}$) составляла $0,30 \pm 0,01 \text{ сек}^{-1}$. Элементарная теория диффузии при ее параметрах, пересчитанных из данных работы ^{/2/} ($L \leq 10 \text{ м}$, $D \approx 3,4 \text{ м}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$), дает ослабление потока УХН использованным нейтроноводом в ≈ 3 раза; измерения показали, что эффективность нашего детектора $LiOH \cdot H_2O + ZnS (Ag)$ лежит в пределах $0,2-0,25$ ^{/11/}. С учетом этого ожидаемая скорость счета УХН в пределах точности проведенных оценок ($\approx 50\%$) согласуется с измеренной.

В геометрии рис. 5 поток тепловых нейтронов на конверторе может быть значительно увеличен постановкой внутри нейтроновода дополнительного замедлителя. Вывод УХН из конвертора осуществляется при этом через сквозные отверстия, сделанные в дополнительном замедлителе и выстланные медной электрополированной фольгой. Были проведены измерения выхода УХН при установке внутри канала дополнительного полиэтиленового замедлителя толщиной 100 мм, в котором имелось 23 отверстия диаметром 20 мм. Согласно ^{/3/}, поток тепловых нейтронов в этом случае в районе конвертора увеличивается в 7 раз по сравнению с тем, когда отсутствует дополнительный замедлитель. Использование этого замедлителя дало примерно 2,5-кратное увеличение выхода УХН при суммарной площади отверстий $\approx 23\%$ от площади сечения канала.

В таблице 6 приведены выходы УХН из некоторых конверторов по отношению к выходу УХН из полиэтилена, практически не обладающего потенциальным барьером (так же, как и для гидрида циркония, для полиэтилена U_k полагалось равным нулю). Заметим, что при расчете выхода УХН по формуле (10) использовалось значение $\alpha \approx 0,3$, пересчитанное из данных работы /2/ для средней скорости УХН в нейтронводе.

Охлаждение полиэтиленового конвертора от комнатной температуры ($T_k = 300^\circ\text{K}$) до $T_k = 130^\circ\text{K}$ и $T_k = 90^\circ\text{K}$ приводило к увеличению потока УХН соответственно в $2,2 \pm 0,2$ и $4 \pm 0,2$ раза, что несколько меньше расчетных величин (3 и 5,5 раз соответственно). Аналогичный эффект наблюдался и при охлаждении гидрида циркония: понижение температуры конвертора от комнатной до $T_k = 130^\circ\text{K}$ приводило к увеличению потока УХН в $2,3 \pm 0,2$ раза, что также меньше расчетной величины ($\sim 3,4$ раза). Возможной причиной расхождения эксперимента с расчетами может являться упругое рассеяние УХН на ядрах конвертора. Однако проведенные оценки показывают, что даже для водорода при $T_k = 0^\circ\text{K}$ эффект упругого рассеяния УХН может изменить выход УХН всего лишь на 10%.

Более существенно на выход УХН при понижении температуры может повлиять наличие в материале конвертора неоднородностей с размерами $d \approx \lambda$ (длины волны УХН). Из-за упругого рассеяния на таких неоднородностях выход УХН должен уменьшаться. Эффект возрастания полного сечения взаимодействия очень медленных нейтронов с веществом и резкого отклонения σ , от закона $1/v$ (в 2+3 раза) ранее был обнаружен экспериментально для целого ряда материалов /12/.

Конечно, расхождение с экспериментом отчасти возможно из-за приближенного характера расчетов, например, из-за неточностей знания спектра частот для полиэтилена и гидрида циркония, тем более что мы

использовали спектры частот, полученные при $T_k \sim 300^\circ\text{K}$. Отсутствие данных по спектрам частот для этих веществ при низких температурах не позволило нам оценить их влияния на выход УХН.

В заключение отметим, что, как было экспериментально проверено авторами работы ^{12/}, охлаждение алюминиевого конвертора до температуры жидкого азота с точностью до 30% не изменило потока УХН.

Литература

1. В.И. Лушиков, Ю.Н. Покотиловский, А.В. Стрелков, Ф.Л. Шапиро. Письма ЖЭТФ, 9, 40 (1969).
2. Л.В. Грошев, В.Н. Дворецкий, А.М. Демидов, Ю.Н. Панин, В.И. Лушиков, Ю.Н. Покотиловский, А.В. Стрелков, Ф.Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-5392, Дубна, 1970.
3. В.В. Голиков, Ж.А. Козлов и др. Сообщения ОИЯИ, 3-5736, Дубна, 1971.
4. R. Golub. Phys. Lett, 38A (1972) 177.
5. В.Ф. Турчин. "Медленные нейтроны", Москва, Госатомиздат, 1963.
6. H.R. Donner, G.J. Safford, H. Boutin, M. Berger, J. Chem. Phys. 40, 1417 (1964). B. Wunderlich, J. Chem. Phys. 37, 1207 (1962).
7. J. Young, J. Koppel, Phys. Rev. 134, A1476 (1964).
8. R. Stedman, L. Almqvist, G. Nilsson. Phys. Rev., 162, 549 (1967).
9. В.Г. Лифоров, М.Н. Николаев, В.З. Нозик и др. Inelastic Scattering of Neutrons in Solids and Liquids, Vienna, II, 317 (1965).
10. Д. Юэ, Р. Шварц. Атлас нейтронных сечений, Атомиздат, 1960.
11. А.В. Стрелков. Автореферат диссертации ОИЯИ, 3-5837, Дубна, 1971.
12. A. Steyerl. Transmissionsmessungen mit ultrakalten Neutronen, Diss. TU Munich, Feb. 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июня 1972 года.

Таблица I
 γ (T_H, T_K) для полиэтилена

T_K °K / T_H °K	4	20	40	80	150	220	300
20	6,7	7,2	7,8	5,6	2,8	2,2	1,7
40	13,9	13,9	12,8	7,8	3,9	2,8	2,0
70	20,0	19,4	16,7	9,4	4,4	2,8	2,0
100	22,2	21,7	17,8	9,4	3,9	2,8	1,6
150	21,6	21,1	17,2	8,9	3,3	2,2	1,5
200	20,5	20,0	16,1	7,8	3,3	1,6	1,1
250	18,9	18,3	15,0	7,2	2,8	1,6	1,1
300	17,8	17,2	13,9	6,6	2,8	1,6	1

Таблица 2
 $\nu(\tau_n, \tau_k)$ для бериллия

$\tau_n \backslash \tau_k$ °K	4	20	40	80	150	220	300
20	0,3	0,3	0,4	0,5	0,28	0,17	0,11
40	0,8	0,8	0,9	0,9	0,4	0,2	0,17
70	2,2	2,2	2,2	2,1	0,9	0,4	0,2
100	5,0	5,0	5,0	4,2	1,6	0,7	0,4
150	10,0	10,0	9,4	8,3	3,0	1,3	0,7
200	13,3	13,3	13,3	11,1	3,9	1,7	+0,9
250	15	15	14,4	12	4,4	1,8	1
300	15	15	15	12,5	4,4	1,8	1

Таблица 3
 $\psi(\tau_n, \tau_k)$ для алюминия

τ_k °K \ τ_n °K	4	20	40	80	150	220	300	400	500
20	0,02	0,02	0,02	0,03	0,05	0,07	0,08	0,10	0,12
40	0,05	0,05	0,06	0,07	0,09	0,11	0,14	0,16	0,18
70	0,11	0,11	0,11	0,12	0,15	0,18	0,22	0,25	0,28
100	0,14	0,14	0,14	0,15	0,18	0,21	0,25	0,29	0,32
150	0,14	0,14	0,14	0,15	0,18	0,20	0,23	-	-
200	0,12	0,12	0,13	0,13	0,15	0,17	0,20	0,24	0,27
250	0,11	0,11	0,11	0,11	0,13	0,14	0,16	-	-
300	0,09	0,09	0,09	0,09	0,11	0,12	0,14	0,17	0,18

Таблица 4
 $\gamma(\tau_H, \tau_K)$ для магния

$\tau_H \text{ } ^\circ\text{K} \backslash \tau_K \text{ } ^\circ\text{K}$	4	20	40	80	150	220	300
20	0,45	0,45	0,55	0,7	0,8	0,8	0,8
40	1,4	1,4	1,5	1,6	1,6	1,55	1,5
70	2,3	2,3	2,3	2,3	2,2	2,1	2,0
100	2,4	2,4	2,4	2,3	2,2	2,0	1,9
150	2,0	2,0	2,0	1,9	1,7	1,6	1,5
200	1,55	1,55	1,55	1,5	1,3	1,2	1,2
250	1,2	1,2	1,2	1,2	1,0	0,9	0,9
300	1,0	1,0	1,0	0,9	0,80	0,7	0,7

Таблица 5
 $\xi(\tau_n, \tau_k)$ для гидрида циркония

τ_k °K \ τ_n °K	4	20	40	80	150	220	300
20	0,9	1,0	1,3	1,8	2,2	1,7	1,0
40	1,4	1,4	1,7	2,0	2,2	1,7	1,0
70	1,8	1,8	1,9	2,1	2,1	1,6	0,9
100	1,8	1,8	1,9	1,9	1,9	1,4	0,8
150	1,8	1,8	1,8	1,8	1,6	1,2	0,6
200	2,3	2,3	2,3	2,2	1,8	1,2	0,6
250	3,2	3,3	3,3	3,0	2,3	1,4	0,7
300	4,3	4,5	4,5	4,1	3,0	1,8	0,9

Таблица 6

Выход УХН из некоторых конверторов по отношению к полиэтилену при $T_k = T_H = 300^\circ\text{K}$

Конвертор	Расчёт по формуле (10)	Эксперимент
Zr H _{1,6} ^x	0,9	1,0 ± 0,1
Mg	0,414	0,48 ± 0,07
Al	0,087	0,096 ± 0,014

x) экспериментальные данные получены с Zr H_{1,9}.