

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СРЕДНИХ СКОРОСТЕЙ
НЕЙТРОННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ
С БОЛЬНОЙ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТЬЮ

А. В. Антонов, А. И. Исаков, Н. А. Колосов, О. А. Давыдов,
Д. А. Меркульев, А. И. Никитенко

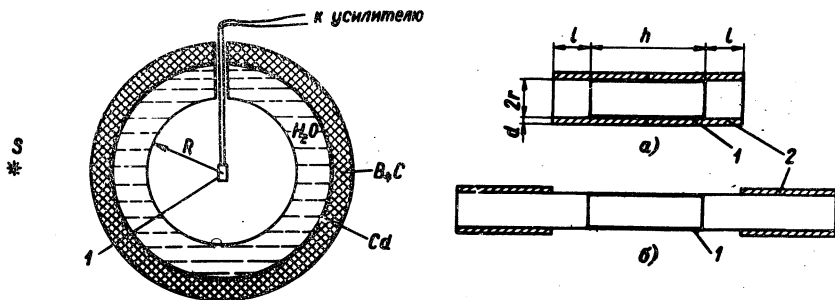
УДК 539.125.52

В сферических системах с большой полостью измерены средние скорости нейтронов в центре полости и в замедлителе. Полученные результаты находятся в согласии с оценками по существующей теории и подтверждает ее.

Нестационарный перенос нейтронов в замедлителе, содержащем большую сферическую полость, исследован как теоретически /1/, так и экспериментально /2/. Было показано, что для таких систем существует достаточно большой интервал времени, в течение которого наблюдается квазиэкспоненциальный спад плотности нейтронов со временем с постоянной затухания λ_0 . Расчеты, проведенные в диффузионном приближении для воды, хорошо согласуются с экспериментальными данными в случае чистой воды и заметно различаются для борированной. Одной из возможных причин полученного расхождения может быть уменьшение эффективной температуры нейтронов, так как теория /1/ не учитывает диффузионное охлаждение. Для выяснения этого, а также некоторых других предположений теории /1/ был выполнен ряд экспериментов, результаты которых изложены в настоящей работе.

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 1. При измерениях с полостью вода заливалась в зазор между двумя концентрическими сферами с радиусами $R_{\text{вн}} = 20,4$ см; $R = 15$ см, выполненными из чистого алюминия толщиной ~ 1 мм. Для измерений с сплошным водным блоком использовалась алюминиевая сфера радиуса $R_{\text{вн}}$, заполненная водой. Нейтроны с энергией 14 Мэв излучались нейтронным генератором с интенсивностью 10^9 нейтрон/сек. Вспышки нейтронов длительностью 5 мксек следовали друг за дру-

гом с частотой 400 гц. Детектор нейтронов вводился через цилиндрическое отверстие в замедлителе диаметром ~ 10 мм. В качестве детектора использовался борный счетчик типа СМ-17 радиусом $r = 4$ мм и длиной рабочей части $h = 24$ мм. Поглотителем нейтронов служил цилиндрический серебряный фильтр толщиной 1 мм. По



Р и с. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - детектор медленных нейтронов СМ-17; 2 - серебряный фильтр

длине фильтр был разрезан на две равные части длиной $l + h/2 = 24$ мм. Измерения проводились для двух случаев: 1) при сдвинутых половинах фильтра; 2) при раздвижении их на 44 мм (см. рис. 1а, 1б). Счет детектора в первом и во втором случае относился к показаниям счетчика-монитора. Отношение нормированных таким образом скоростей счета в первом (Z^+) и во втором (Z^0) случаях давало экспериментальное значение прозрачности фильтра τ ($\tau = Z^+/Z^0$). Описанная конструкция фильтра позволяла сохранять примерно одинаковое поглощение в системе как при измерениях с фильтром, так и без него.

Для измерений была специально разработана электронная регистрирующая схема, обладающая долговременной стабильностью и быстродействием.

С помощью описанной установки были проведены измерения прозрачности τ фильтра для чистой воды и для воды с разным содержанием бора $\rho(B)$. Измерения проводились как в центре полости, так и в замедлителе при различных временах задержки ρ начала регистрации относительно вспышки быстрых нейтронов. Полученные результаты приведены в таблице I.

Таблица I

D, мкс	$\rho(B)$, мг/см ³	В центре полости		В замедлителе	
		τ	v_T/v_{T0}	τ	v_T/v_{T0}
200	0	0,513 \pm 0,001	0,944 \pm 0,005	0,523 \pm 0,002	0,980 \pm 0,007
400	0	0,507 \pm 0,002	0,923 \pm 0,010	0,525 \pm 0,002	0,988 \pm 0,007
700	0	0,506 \pm 0,002	0,920 \pm 0,010	0,517 \pm 0,003	0,955 \pm 0,010
400	2,09	0,501 \pm 0,004	0,905 \pm 0,015	-	-
400	4,19	0,489 \pm 0,002	0,862 \pm 0,050	0,518 \pm 0,002	0,965 \pm 0,007
400	0	-	-	0,528 \pm 0,001	1,000 \pm 0,005

В последней строке таблицы I приведены результаты измерений в центре сферы, полностью заполненной водой.

Проанализируем полученные результаты в предположении, что нейтроны имеют максвелловский спектр $M_T(v)$, соответствующий эффективной температуре T , и их угловое распределение изотропно.. Учитывая геометрию опыта (рис. 1а), число N_Φ нейтронов, зарегистрированных $1/v$ -детектором после прохождения фильтра толщиной d , в первом приближении можно представить в виде:

$$N_\Phi = A \int_0^\infty dv M_T(v) \left\{ 2\pi \operatorname{ch} \left[\int_0^1 2\mu d \mu \exp \left(- \frac{\Sigma(v)d}{\mu} \right) \frac{1}{\mu v} + \int_{\mu_0}^1 2\mu d \mu \exp \left(- \frac{\Sigma(v)d}{\mu} \right) \frac{1}{\mu v} \right] + 2\pi x^2 \int_{\mu_1}^{\mu_2} 2\mu^2 d \mu \frac{1}{\mu v \sqrt{1 - \mu^2}} \right\},$$

$$\mu_0 = \frac{2x}{\sqrt{4x^2 + (h + 2l)^2}}; \quad \mu_1 = \frac{1}{\sqrt{x^2 + 1^2}}; \quad \mu_2 = \frac{1 + h}{\sqrt{x^2 + (1 + h)^2}},$$

где v - скорость нейтронов, μ - косинус угла падения, $\Sigma(v)$ - сечение поглощения фильтра, A - некоторая константа.

С другой стороны, число N нейтронов, регистрируемых без фильтра (рис. 1б), равно,

$$K = A \int_0^{\infty} dv M_T(v) \left\{ 2x \operatorname{th} \left[\frac{1}{0} 2\mu d \frac{1}{\mu v} + \frac{1}{\mu_0} 2\mu d \frac{1}{\mu v} \right] + \right. \\ \left. + 2xk^2 \int_{\mu_1}^{\mu_2} \frac{2\mu d \mu}{\sqrt{1-\mu^2}} \exp \left(- \frac{\Sigma(v)d}{\sqrt{1-\mu^2}} \right) \left[\frac{1}{\mu v} \right] \right\}.$$

Тогда измеряемая в эксперименте величина τ равна отношению $\tau = K_0/K$. Учитывая, что $\Sigma(v) = \Sigma_T v_T/v$, где $\Sigma_T = \Sigma(v_T)$, $v_T = \sqrt{2kT/m}$, и обозначая

$$\int_0^{\infty} dv \frac{M_T(v)}{v} \int_0^1 d\mu \exp \left(- \frac{\Sigma_T d}{\mu v} \right) \Big/ \int_0^{\infty} dv \frac{M_T(v)}{v} = I(\Sigma_T d),$$

получим окончательное выражение для τ в виде

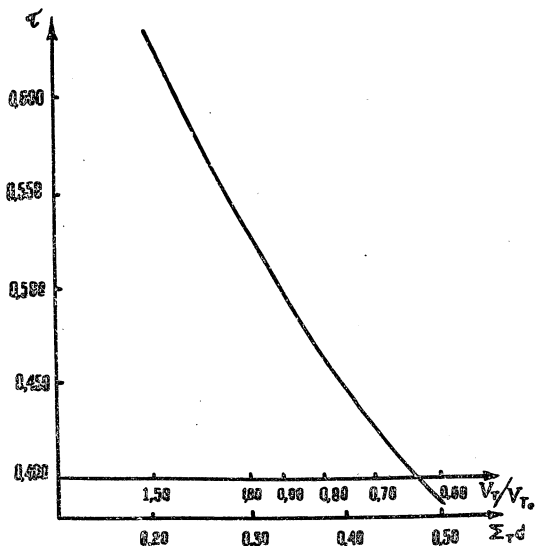
$$\tau = \frac{I(\Sigma_T d) - \frac{\mu_0}{2} I \left(\frac{\Sigma_T d}{\mu_0} \right) + \frac{x}{2h} \left[\sqrt{1-\mu_1^2} - \sqrt{1-\mu_2^2} \right]}{1 - \mu_0/2 + (x/2h) \left[\sqrt{1-\mu_1^2} I \left(\frac{\Sigma_T d}{\sqrt{1-\mu_1^2}} \right) - \sqrt{1-\mu_2^2} I \left(\frac{\Sigma_T d}{\sqrt{1-\mu_2^2}} \right) \right]}.$$

Зависимость τ от $\Sigma_T d$ представлена на рис. 2. Полагая, что величина $\tau = 0,528 \pm 0,001$, полученная при измерениях в центре сферы, целиком заполненной водой, соответствует равновесному значению тепловой скорости $v_{T0} = 2200$ м/сек при температуре $T_0 = 22^\circ\text{C}$, легко определить значение v_T для каждого τ ($v_T = \Sigma_{T0} dv_{T0} / \Sigma_T d(\tau)$). Найденные таким образом отношения v_T/v_{T0} приведены в 4 и 6 столбцах таблицы I. Как следует из рассмотрения таблиц (6 столбец), температура нейтронов в замедлителе близка к температуре замедлителя и слабо зависит от времени задержки и "отравления", что показывает незначительность эффекта диффузион-

*) Фактически спектр нейтронов в центре полости не максвелловский

$M_T(v)$, а $M_T(v) \exp \left(- \frac{\lambda_0 R}{v} \right)$. Однако при не очень больших $\lambda_0 R/v_T$ спектр близок к максвелловскому с средней скоростью $\bar{v} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} v_T \left(1 - \frac{4-\pi}{2\sqrt{\pi}} \frac{\lambda_0 R}{v_T} \right)$.

ного охлаждения (изменение скорости не превышает 1%, температуры - 2%). Далее, в 4 столбце приведены значения скорости нейтронов v_T в центре полости. Наблюдаемый эффект охлаждения нейтро-



Р и с. 2. Зависимость прозрачности τ от $\Sigma_T d$.

нов составляет 5% по скорости (10% по температуре). При "отравлении" воды охлаждение нейтронов в центре полости увеличивается (изменение скорости - 10%, температуры 20%). С другой стороны, изменение средней скорости нейтронов в центре полости равно

$\frac{4-\pi}{2\pi} \frac{\lambda_0 R}{v_T}$, что хорошо согласуется с экспериментом (для чистой воды $\lambda_0 R/v_T = 0,2$, для борированной с $\rho(B) = 4,19 \text{ мг/см}^3$ $\lambda_0 R/v_T = 0,4 /2/$).

Таким образом, в пределах точности эксперимента можно утверждать, что спектр нейтронов в замедлителе (в исследованных случаях) максвелловский с температурой, равной температуре замедлителя, а применение теории /1/ правомерно. Теория /1/ удовлетвори-

тельно описывает охлаждение нейтронов в центре полости (по крайней мере при не очень больших временах $t \lesssim 4/\lambda_0$). Для окончательного выяснения упомянутых расхождений в случае обриванной воды требуются дополнительные исследования.

Поступила в редакцию
12 августа 1976 г.

Л и т е р а т у р а

1. К. Д. Илешева, М. В. Казарновский. Атомная энергия, 39, 186 (1975).
2. А. В. Антонов и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, МII, 34 (1973).