

ДИФФУЗИЯ НЕЙТРОНОВ В ЖИДКОМ ВОДОРОДЕ

А.В. Антонов, Во Дак Банг, Б.В. Гранаткин,
А.И. Исаков, Ю.А. Меркульев, А.А. Тихомиров

В работе исследовались нестационарные процессы замедления и диффузии нейтронов в жидком водороде при различных отношениях концентраций орто- и пара-состояний. Как известно, жидкий водород, полученный путём быстрого сжижения газообразного водорода, находившегося при комнатной температуре, состоит на 75% из орто-молекул и на 25% из пара-молекул. В дальнейшем происходит медленный процесс конверсии орто-водорода в параводород и устанавливается равновесная концентрация орто- и пара-фаз (0,21% ортоводорода и 99,79% параводорода). Таким образом, свежеприготовленный нормальный жидкий водород в термодинамическом отношении представляет неравновесную систему. При взаимодействии медленных нейтронов с такой системой можно ожидать, что её "неравновесность" будет проявляться как в характере асимптотических спектральных распределений, так и на процессе диффузии нейтронов. В работах^{1,2,3} рассчитаны сечения упругого и неупругого рассеяния медленных нейтронов на молекулах водорода. Из этих данных следует, что в заметном числе актов рассеяния медленный нейтрон переводит молекулу водорода из орто- в пара-состояние, приобретая энергию $E \cong 0,015$ эв. Вследствие этого средняя энергия асимптотического спектрального распределения нейтронов должна заметно превышать среднюю энергию теплового движения молекул водорода.

Измерения проводились по обычному варианту импульсного метода⁴. Используемая установка — криостат показана на рис.1. Водород заливался в кадмированный цилиндрический сосуд, имевший диаметр $2R = 256$ мм. По высоте сосуд разделялся поршнем, поглощающим нейтроны. Рабочим объёмом являлась часть жидкого водорода, находящаяся под поршнем. Величина этого объёма регулировалась подбором высоты поршня (H) над дном сосуда. Эту высоту можно было изменять от 6 до 32 см. В кадмиевом покрытии дна сосуда имелась прорезь, под которой размещался счётчик нейтронов. Концентрация пара-состояния в жидком водороде периодически контролировалась с помощью специального орто-пара анализатора⁵ с точностью до 2%. Установка облучалась нейтронами от импульсного нейтронного генератора, и как функция времени, прошедшего с момента его срабатывания, регистрировалась интенсивность счёта нейтронов детектором. Подробное описание нейтронного генератора и электронных управляющих и регистрирующих схем дано в работе⁶.

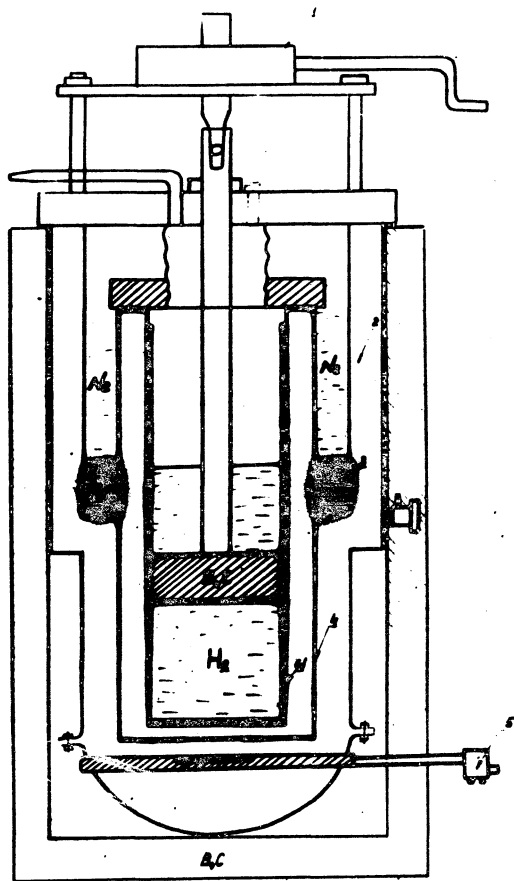
Из диффузионной теории известно, что при достаточно больших временах t (считая с момента облучения установки) спад нейтронной плотности происходит по экспоненте $\exp - \lambda t$ с характеристической постоянной

$$\lambda = \lambda_0 + DV^2 - CV^4 + \dots \quad (1)$$

В этом выражении $(\lambda_0)^{-1} = (\sum_a v)^{-1}$ — среднее время жизни нейтронов в безграничной среде, $D = \frac{\lambda_{tr} v}{3}$ —

коэффициент диффузии нейтронов, C — коэффициент диффузионного охлаждения, $V^2 = \left(\frac{2,405}{R + Z_0}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H + 2Z_0}\right)^2$ —

так называемый баклинг системы, $Z_0 = 0,71 \lambda_{tr}$ — длина экстраполяции. Остальные обозначения, исполь-



Р и с. 1. Схема водородного криостата
 1 - механизм подъема поршня; 2 - вакуумная рубашка; 3 - адсорбер (активированный уголь); 4 - азотный экран; 5 - нейтронный детектор с предусилителем

зованные в статье, являются общепринятыми (см. например⁴).

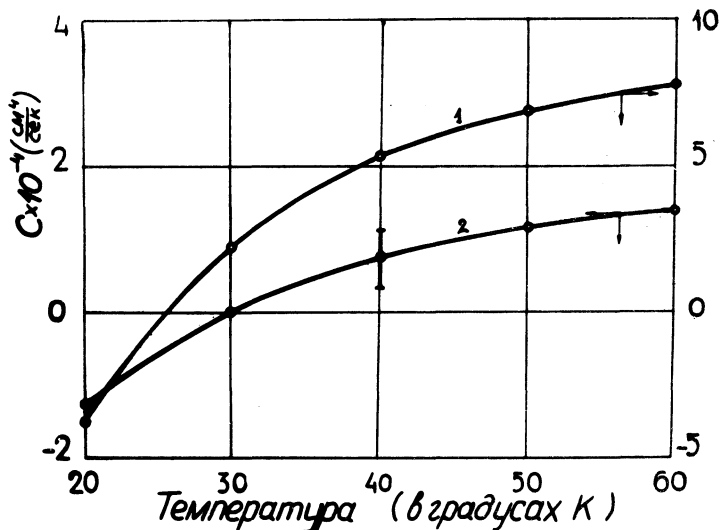
На эксперименте определялись λ (с точностью $\sim 1-2\%$) для V^2 , лежащих в интервале от $0,04 \text{ см}^{-2}$ до $0,2 \text{ см}^{-2}$, при концентрациях пара-состояния от 30% до 95%. Из совокупности найденных значений λ путём интерполяции были определены наборы $\lambda(V^2)$, соответствующие семи различным концентрациям параводорода. Дальнейшая традиционная процедура обработки состоит, как известно, в аппроксимации экспериментальной зависимости $\lambda(V^2)$ выражениями типа (1) с помощью метода наименьших квадратов. В результате находятся значения параметров λ_0, D, C . Длины экстраполяции Z_0 при последовательных приближениях определяются по формуле:

$$Z_0 = 0,71 \lambda_{tr} = 0,71 \frac{3D}{\bar{v}} \quad (2)$$

в которой под \bar{v} обычно подразумевается средняя скорость \bar{v}_M максвелловского спектра, соответствующего температуре замедлителя. В случае жидкого водорода, имеющего заметную концентрацию орто-состояния, средняя скорость нейтронов (\bar{v}) должна быть больше, чем \bar{v}_M . Поэтому при определении Z_0 по формуле (2) более правильно подставлять в неё \bar{v} , а не \bar{v}_M . Конечно, это тоже является только некоторым приближением; для построения более строгой теории необходимо иметь более детальные сведения о нейтронных спектрах, устанавливающихся в жидком водороде. Расчёт и экспериментальное определение таких спектров представляет собой самостоятельные интересные научные задачи. Поскольку \bar{v} заранее трудно оценить, обработка была проведена для различных значений \bar{v} , соответствующих "температурам" нейтронов 20, 30, 40, 50 и 60 К. Фактически определялись

только значения параметров D и C , а величина параметра λ_0 была рассчитана на основании литературных данных о сечении поглощения нейтронов водородом и плотности жидкого водорода и принималась равной $\lambda_0 = 3090 \text{ сек}^{-1}$.

Проведённые расчёты показали, что значения D слабо (на 2–3%) меняются при изменении значения



Р и с. 2. Зависимость коэффициента диффузионного охлаждения C от предполагаемой величины средней энергии нейтронов. 1–23% ортоводорода; 2–54% ортоводорода.

вводимой в расчёт скорости \bar{v} нейтронов. Напротив, значения коэффициента C радикально меняются при изменении предположений о температуре нейтронного газа. При температуре газа 20°K найденные значения C оказывались отрицательными, что, очевидно, противоречит физическому смыслу этого параметра. При повышении "температуры" нейтронного газа до $\sim 30^\circ\text{K}$ значения C приближались к нулю и при ещё более высоких температурах становились положительными. Сказанное иллюстрируется рис. 2, на котором для водо-

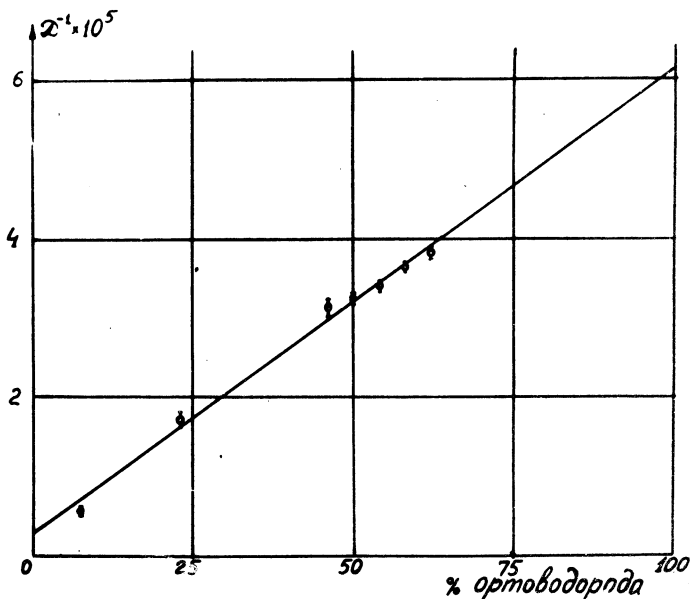
рода с концентрациями орто-состояния 54% и ~23% даны зависимости σ от величины предполагаемой "температуры" нейтронов.

Для непосредственной оценки средней энергии ("температуры") нейтронов были выполнены измерения коэффициентов прозрачности серебряного фильтра в функции времени замедления. Асимптотические, то-есть соответствующие достаточно большим временам замедления, значения коэффициентов прозрачности были использованы для оценки средней скорости нейтронов. При проведении оценки учитывались как геометрия опытов, так и, приближённо, влияние на спектр вытекающих нейтронов зависимости транспортной длины нейтронов от скорости. Найденное значение $T = (40 \pm \pm 7)^\circ\text{K}$ было использовано для определения параметров диффузии, приведённых в таблице 1. В этой же таблице приведены данные работы⁷, которые существенно отличаются от данных, полученных нами.

На рис.3 показана зависимость $1/D$ от концентрации орто-водорода, которая должна быть линейной, если можно считать, что орто- и параводород являются не взаимодействующими жидкостями и что "температура" нейтронного газа не зависит от отношения их концентраций. Последнее предположение, по видимому, можно считать справедливым при концентрациях ортоводорода более 10%.

Из таблицы 1 следует, что полученные нами значения параметра D согласуются с данными, рассчитанными по результатам работ^{8,9}. Как уже упоминалось выше, значения λ_0 и D , полученные в работе⁷ импульсным методом (при концентрациях ортоводорода 53% и 5%), существенно отличаются от найденных нами. Величины параметра λ_0 для указанных концентраций ортоводорода в этой работе отличаются друг от друга почти в 2 раза, а от рассчитанного значения λ_0 - на $\approx 50\%$. Это различие в 4-5 раз превышает величины погрешностей, приведённых авторами работы⁷.

Как известно, время термализации $\tau_{th} \sim \frac{c}{D^2}$. Для жидкого водорода при достаточно высоких концентрациях орто-состояния ρ приближённо можно считать, что $\tau_{th} \sim \frac{1}{\rho}$. Это справедливо, если предположить, что



Р и с. 3. Зависимость обратной величины коэффициента диффузии D от концентрации ортоводорода.

асимптотический спектр нейтронов слабо зависит от ρ , и что для орто-состояния макроскопическое сечение рассеяния много больше чем для пара-состояния. Это, повидимому, имеет место при $\rho > 10\%$. При $\rho < 10\%$ τ_{th} с уменьшением ρ должно расти быстрее чем $1/\rho$, так как при достаточно малых ρ следует ожидать уменьшения средней скорости нейтронов с уменьшением концентрации ортоводорода. При равновесной концентра-

Таблица 1

№ п/п	концент- рация орто-фазы %	коэффициент диффузии $D \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{сек}$	коэффициент диффузионного охлаждения $C \cdot 10^{-4} \text{ см}^4/\text{сек}$	$\lambda_0 \text{ сек}^{-1}$	длина диффузии $L \text{ см}$
1	75 ¹⁾	2,15	-	-	2,64
2	75 ²⁾	$2,17 \pm 0,06$	-	-	$2,64 \pm 0,11$
3	62	$2,63 \pm 0,08$	$0,6 \pm 0,4$	3090 расч.	$2,91 \pm 0,09$
4	58	$2,76 \pm 0,09$	$0,6 \pm 0,4$	3090 -"-	$2,98 \pm 0,09$
5	54	$2,93 \pm 0,09$	$0,7 \pm 0,4$	3090 -"-	$3,08 \pm 0,09$
6	53 ³⁾	$2,04 \pm 0,05$	$0,83 \pm 0,06$	3980 ± 330	$2,5 \pm 0,20$
7	50	$3,09 \pm 0,09$	$0,7 \pm 0,4$	3090 расч.	$3,16 \pm 0,09$
8	46	$3,24 \pm 0,10$	$0,7 \pm 0,4$	3090 -"-	$3,24 \pm 0,10$
9	22,8	$5,97 \pm 0,23$	$5,2 \pm 3$	3090 -"-	$4,40 \pm 0,16$
10	7,5	$16,1 \pm 0,8$	55 ± 30	3090 -"-	$7,2 \pm 0,3$
11	5 ³⁾	$9,75 \pm 0,11$	-	2070 ± 250	-
12	0,2 ²⁾	$29,0 \pm 3,0$	-	-	$9,7 \pm 1,0$
13	0,2 ¹⁾	28,0	-	-	9,5
14	0,2 ⁴⁾	27,0	-	-	10,3

Примечания: 1) - расчёт по данным работ 8,9; 2) - экстраполяция результатов авто-
ров; 3) - данные работы 7; 4) - данные работы 10.

ции параводорода ($\sim 99,8\%$) средняя скорость нейтронов, по-видимому, будет совпадать со средней скоростью максвелловского распределения при $T=20,4^\circ \text{K}$. Анализ экспериментальных данных показывает, что величина C/D^2 действительно $\sim 1/\rho$ (в пределах ошибки опыта) при $70\% > \rho > 10\%$. Оценки времени термализации τ_{th} , проведённые на основании опытов по измерению коэффициента прозрачности фильтра типа $1/\sqrt{\rho}$, в пределах экспериментальной ошибки подтверждают этот вывод.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность А.Б. Фрадкову за помощь в работе по вопросам криогенной техники, М.М. Белоусову, Э.А. Стумбуру, Ч.П. Матвиенко и В.В. Курдееву за помощь в работе и ценные советы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Schwinger and Teller E. Phys. Rev. 52, 286+295 (1937).
2. Дроздов С.И. и др. Труды Второй женеvской конференции, т. I, 486 (1958).
3. Sarma. Inel. Scat. (1960). Proc symposium in Vienna IAEA (1961).
4. Beckurtz K.H. Pulsed Neutron Research v.I p.12 (1965).
5. Васильев Д.И., Шальников А.И. ПТЭ № 4 (1958).
6. Антонов А.В. и др. Атомная энергия 12, 22 (1962).
7. Brain F.A. and Walthner A.W. Phys. Lett. v.17, N 2(1965).
8. McReynolds A.W. and Whittemore W.L. Inel. Scat. (1962). Proc. symposium IAEA v.1 263 (1963).
9. Koppel J.V. Reactor Physics, v.I (1966).
10. Bouquet Trans Amer.Nucl. Soc. (1964).