

Спектральное распределение рассеянного излучения мононаправленного источника в свинце. Нормальное падение излучения;  $E_0 = 10$  МэВ. По оси ординат отложена функция спектрального распределения  $I_0(E, \mu_0, r)$ , умноженная на  $\exp(\mu_0 r)$ : — — — данные [1]; — — — настоящая работа; ○ — расчет

где коэффициенты  $c_D$  для направления  $\Omega_D$  определяются аналогично коэффициентам  $c_k$  для направления  $\Omega_k$ .

Как следует из формулы (3), погрешность метода не зависит от толщины барьера  $d$ . Моделирование длины свободного пробега заменяется аналитическим интегрированием по всевозможным пробегам. Очевидно, подобный метод легко применим и для расчета характеристик альbedo.

**Результаты расчетов.** Для рассмотренного метода была составлена программа на алгоритмическом языке ФОРТРАН-IV для расчета энергоугловых характеристик  $\gamma$ -квантов, прошедших через барьер заданной толщины  $d$ . Источник моноэнергетический, мононаправленный или изотропный. В процессе счета оценивается дисперсия результатов.

Были рассчитаны энергоугловые спектры для барьеров из различных материалов толщиной  $d = \mu_0 r = 1 \div 50$  (обозначения [1]) для энергии падающих  $\gamma$ -квантов от 0,5 до 10 МэВ. Рассматривались случаи нормального и косого падения излучения. Сравнения с работами [1] и [2] по спектральному распределению рассеянного излучения и по фактору накопления энергии показали совпадение результатов в пределах 5% (см. рисунок).

Оценка погрешности энергоугловых спектров для  $\mu_0 r = 50$  не превышает 20–30%, для кривой спектрального распределения <10% при числе историй 5000. Время счета такого числа историй на ЭВМ ЕС-1030 составляет ~ 40 мин. С уменьшением  $\mu_0 r$  погрешность заметно уменьшается (при  $\mu_0 r = 4$  погрешность ~ 2–3%). Зависимость погрешности от толщины барьера объясняется конечностью «машинной арифметики». Расчеты с двойной точностью существенно понижают эту погрешность.

Приведенные данные рассчитаны с 15 рассеяниями для воды и с 11 рассеяниями для свинца. Кривые, полученные с меньшим числом рассеяний, располагаются заметно ниже. Увеличение же числа рассеяний фактически не влияет на ход кривых.

Поступило в Редакцию 19.X.77

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
2. Goldstein H., Wilkins G. Calculations of the Penetration of Gamma Rays. Final Report, NYO-3075, 1954.

УДК 539.171.02.162.2

## Полное сечение взаимодействия холодных нейтронов с дифенилом

ЖИТАРЕВ В. Е., СТЕПАНОВ С. Б.

В настоящему времени известны две работы, в которых рассеивающие свойства дифенила изучали методом измерения полного сечения взаимодействия в области холодных нейтронов. В работе [1] полное сечение измерено при температуре образца 298 и 423 К для нейтронов с длиной волны 1–11 Å. В работе [2] измерения выполнены при температуре 297 К в области 6–20 Å. Результаты этих работ с очевидностью показали большое влияние низкочастотных видов движения молекул

дифенила на полное сечение рассеяния холодных нейтронов, вследствие чего, в частности, модели рассеяния в бензоле оказались неприменимы в этом отношении к дифенилу. Настоящая работа преследовала цель дать более обширный экспериментальный материал, полезный для разработки новых теоретических представлений и оценки их адекватности.

Измерения выполнены на кристаллическом спектрометре [3] с монохроматором из пластин синтети-

Полное сечение взаимодействия для дифенила, б

T, K	$\lambda, \text{Å}$												
	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	
293	1040±60	1080±70	1090±60	1115±60	1150±60	1160±75	1190±40	1240±50	1270±50	1260±60	1255±70	1355±50	
313	1060±80	1090±60	1130±60	1185±70	1240±70	1190±40	1250±40	1280±80	1300±60	1300±60	1315±60	1420±50	
333	1120±50	1145±50	1170±60	1230±60	1270±60	1270±70	1330±60	1360±50	1360±70	1370±60	1410±60	1490±60	
353	1190±60	1240±50	1250±50	1320±60	1380±40	1390±50	1460±40	1500±60	1500±60	1550±50	1610±70	1615±50	
403	1290±60	1345±50	1400±50	1470±50	1510±60	1580±40	1620±40	1690±60	1710±80	1800±120	1870±60	1900±60	
453	1330±50	1410±40	1470±40	1540±50	1610±45	1700±40	1790±40	1880±60	1930±70	2030±60	2040±60	2170±70	
503	1380±50	1490±60	1570±60	1640±70	1750±70	1870±60	1950±50	2070±80	2170±80	2300±80	2350±70	2440±70	
553	1490±50	1610±40	1710±50	1860±60	2060±70	2230±60	2330±60	2490±140	2520±90	2740±80	2820±100	2880±80	
603	1590±60	1770±70	1970±80	2020±80	2240±90	2330±70	2460±70	2670±100	2850±160	2990±90	3010±160	3170±130	
653	1680±110	1860±140	2002±120	2220±130	2430±130	2580±120	2840±150	—	—	—	—	—	

ческой слюды и изогнутыми нейтронводами в качестве фильтров, формирующих спектры холодных нейтронов в области 8—19 Å. Камера, в которой находился исследуемый образец вещества, подробно описана в работе [4]. Зазор для образца формировался стальным кольцом, зажатым между алюминиевыми дисками. Эффективную толщину зазора при комнатной температуре (2,11 ± 0,04 мм) определили, измерив пропускание камеры, заполненной водой. При расчете сечения дифенила при повышенной температуре учитывали тепловое расширение материалов камеры.

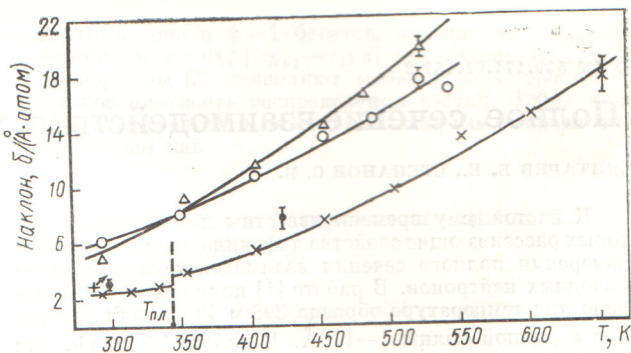
Нагретую до 360-370 К камеру заполняли расплавленным дифенилом. Измерения с жидкой фазой выполнены для семи значений температуры в интервале 353—653 К. Плотность образцов твердого дифенила при 295, 314 и 333 К составила соответственно (1,068 ± 0,012) · 10<sup>-3</sup>; (1,056 ± 0,012) · 10<sup>-3</sup> и (1,044 ± 0,012) · 10<sup>-3</sup> кг/м<sup>3</sup>. Эти данные использованы при определении температурного изменения толщины слоя кристаллического образца. Суммарная неопределенность толщины твердого образца составляла ~ 2%.

Найденные значения полного сечения взаимодействия представлены в таблице. Погрешности включают неопределенность толщины образцов. Полученные данные близки к сообщенным в работе [1] для температур 295 и 423 К (отличие менее 6%). Несколько большие значения наклона  $\Delta\sigma/\Delta\lambda$  [1] объясняются, в частности, иной областью линейной аппроксимации. Представленные в работе [2] сечения при комнатной температуре занижены по сравнению с результатами настоящей работы на 5—10%. Основная причина наблюдаемого различия заключается, видимо, в неточности определения числа ядер рассеивателя на единицу площади образца.

Характер температурной зависимости полного сечения указывает на достаточно плавное изменение структурно-динамических свойств дифенила при нагревании его выше комнатной температуры. Наклон этой зависимости ( $\Delta\sigma/\Delta T$ ) мало меняется при переходе от твердой фазы к жидкости вблизи точки плавления. Скачок в значении сечения в этой точке не превышает 3% при всех исследованных длинах волн нейтронов, т. е. на грани точности эксперимента. Поэтому не представляется возможным с уверенностью констатировать наличие этого скачка. Измерения коэффициентов диффузии и диффузионного охлаждения в дифениле [5] не выявили какой-либо нерегулярности температурной зависимости этих величин в области точки плавления. Эти результаты не являются нежданнами,

поскольку жидкий дифенил вблизи точки плавления сохраняет определенные квазикристаллические свойства. Так, его удельный объем при плавлении меняется всего на 4—5%. Результаты исследования спектров неупругорассеянных холодных нейтронов [6] свидетельствуют о достаточно плавном изменении некоторых молекулярно-динамических характеристик дифенила при переходе через точку плавления. Однако эти же исследования показали существенное изменение квазиупругой части спектра (малые передачи энергии). По данным оптических измерений наблюдается трансформация колебательного спектра дифенила при плавлении, связанная с переходом молекул от плоской конфигурации к некомпланарной (двухугловой угол ~ 30—40°) [7]. В связи с этим можно пытаться наблюдать влияние изменения динамики молекул дифенила при фазовом переходе на наклон ( $\Delta\sigma_s^H/\Delta\lambda$ ) полного сечения рассеяния холодных нейтронов на атоме водорода, поскольку эта величина весьма чувствительна к степени заторможенности внутримолекулярного вращения и диффузионного движения молекул и к значению эффективной массы рассеивающего атома водорода.

На рисунке показана температурная зависимость наклонов  $\Delta\sigma_s^H/\Delta\lambda$  для дифенила, воды и бензола. Сечение  $\sigma_s^H$  получено из полного сечения взаимодействия вычитанием сечений поглощения всех атомов молекулы и делением остатка на число атомов водорода. Данные для дифенила подтверждают вывод об отсутствии



Температурная зависимость наклона сечения рассеяния на атоме водорода для дифенила (x — настоящая работа; ● — [1] + — [2]), бензола (o) [4] и воды (Δ) [8]

значительных качественных изменений структурно-динамических свойств в точке плавления. Тем не менее здесь наблюдается скачок в величине наклона, относительно более заметный (~ 20%), чем для полного сечения. Можно полагать, что проявляется усиление диффузионного движения и уменьшение эффективной массы водорода при переходе в жидкое состояние. Эти процессы развиваются при нагревании рассеивателя, о чем можно судить по росту наклона с температурой. Относительный рост наклона для жидкого дифенила заметно больше, чем для воды и бензола, что свидетельствует о сильном влиянии температуры на динамику его молекул. Большая эффективная масса водорода в дифениле и сильное торможение вращательного диффузионного движения определяют заметно меньшую величину наклона по сравнению с водой и бензолом.

Таким образом, при соответствующих теоретических концепциях метод измерения полного сечения взаимодействия с холодными нейтронами может дать ценную количественную информацию о молекулярно-динамических свойствах исследуемого вещества, по-

лезную, в частности, при детальном изучении процесса рассеяния нейтронов.

Поступило в Редакцию 5.XII.77

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Antonini B. e.a. «Physica», 1966, v. 32, N 1, p. 119.
2. Sefidvash F. In: Proc. 3rd Conf. on Neutron Cross Sections and Technology. Knoxville, 15—17 March, 1974, v. 2, p. 695.
3. Степанов С. Б. и др. В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 4. Обнинск, изд. ФЭИ, 1974, с. 257.
4. Степанов С. Б. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 4, с. 351.
5. Červená J. e.a. «Czech. J. Phys.», 1973, v. B23, N 11, p. 1187.
6. Землянов М. Г. и др. In: Inelastic Scattering Neutrons in Solids and Liquids. V. II. Vienna, IAEA, 1965, p. 221.
7. Eaton V., Steele D. «J. Chem. Soc. Faraday Trans.», 1973, Part 2, v. 69, N 11, p. 1601.
8. Степанов С. Б., Житарев В. Е. «Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 2, с. 130.

УДК 669.293.787

## Растворимость кислорода в ниобии

КОЛЧИН О. П., СУМАРОКОВА Н. В.

Истинный предел растворимости кислорода в ниобии определить весьма трудно, так как состав твердых растворов кислорода в ниобии изменяется в процессе достижения равновесия вследствие испарения из раствора монооксида ниобия, особенно интенсивного при температуре выше 1700°C [1]. Этим в основном объясняется противоречивость данных [2—9] о растворимости кислорода в ниобии при высоких температурах, поскольку фактически определяемая растворимость обычно оказывается ниже истинной. Например, по Сейболту [3], предел растворимости кислорода в ниобии, равный 1,0 мас.% (5,54 ат.%), достигается уже при 1100 °C, а по Гебхардту и Ретенбахеру [6] — только при 1540 °C. Брауэр [2] полагал, что в ниобии растворяется 0,8 мас.% (4,80 ат.%) кислорода при 1650 °C, а по Элиоту [4], построившему диаграмму состояния системы ниобий — кислород, при эвтектической температуре 1915 °C в ниобии растворяется только 0,72 мас.% (4,04 ат.%) кислорода.

Некоторые обобщенные данные в обработке Кофстада [10] приведены на рис. 1, из которого видно, что не только абсолютная растворимость, но и характер зависимости ее от температуры значительно различаются. Это особенно относится к результатам Элиота [4], в соответствии с которыми при увеличении температуры от 500 до 1915 °C растворимость кислорода в ниобии возрастает менее чем в три раза: с 0,25 мас.% (1,40 ат.%) до 0,72 мас.%.

Представляется, что эти различия в большой мере вызваны несовершенством применявшихся способов приготовления сплавов ниобия с кислородом и достижения насыщения металла кислородом, а отчасти несовершенством методов определения кислорода в твердых растворах. Элиот, например, выплавлял сплавы в дуговой печи из плавленого ниобия и пятиоксида ниобия, т. е. из таких исходных материалов и при столь высоких

температурах, что даже последующая длительная гомогенизация не позволяла ему достигать заданных составов, если необходимо было получить сплавы с небольшим содержанием кислорода. Так же получал сплавы с содержанием кислорода > 0,75 мас.% и Сейболт.

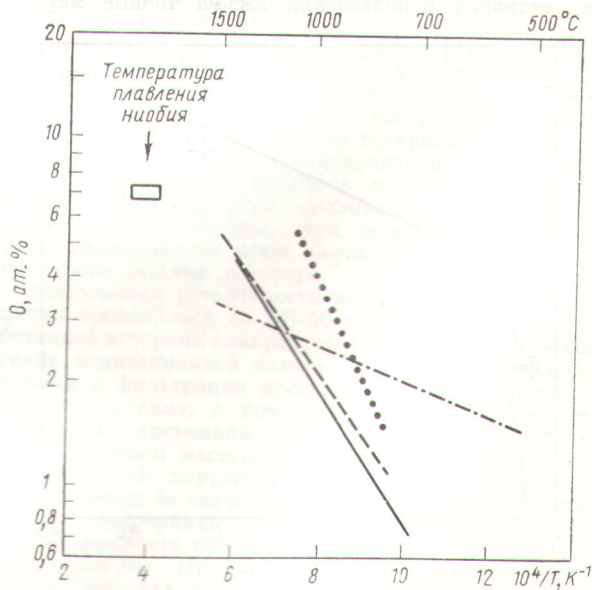


Рис. 1. Растворимость кислорода в ниобии [10] по работам [5] (□); [3] (•••••); [4] (— · — ·); [7] (— · — ·) и [6] (— · — ·)