

Экспериментальное определение зависимости коэффициента теплопроводности двуокиси урана от температуры в условиях реакторного облучения

САМСОНОВ Б. В., СПИРИДОНОВ Ю. Г., ФОМИН Н. А., ЦЫКАНОВ В. А.

УДК 621.039.542.34(063)

В работе приведены экспериментальные данные по определению коэффициента теплопроводности двуокиси урана в температурном интервале 0—2800°С методом радиального теплового потока. Измерения проводились на образцах твэлов с компактной двуокисью урана плотностью 10,4—10,7 г/см³ и кислородным коэффициентом 2,01 ± 0,01 в оболочке из нержавеющей стали диаметром 32,5 × 1 мм. Температуры поверхности и центра сердечника измерялись термомпарами типа ВР5/ВР20, отградуированными во всем диапазоне рабочих температур. Для нахождения λ(T) в области температур >2300°С, т. е. после выхода из строя центральной термомпары проводились опыты с расплавлением центральной зоны горячего, с соответствующим после реакторным анализом.

Мощность твэла определялась calorиметрическим способом с помощью калибровочного электрического нагревателя. Депрессия нейтронного потока в твэлах

находилась по плотности делений, измеряемой индикаторами из металлического урана 90%-ного обогащения. Распределение нейтронного потока по высоте твэла определялось по активации медных индикаторов.

Установлено, что в интервале температур 0—2800°С теплопроводность двуокиси урана с погрешностью не более 5% описывается уравнением

$$\lambda(T) = \frac{55}{560+T} + 0,942 \cdot 10^{-12} T^3, \text{ Вт/(см} \cdot \text{°C)}.$$

Полученная зависимость λ(T) рекомендуется для использования в теплофизических расчетах твэлов на основе компактной двуокиси урана, изготовленной по технологии, принятой для реакторов ВВЭР-440.

(№ 789/7895. Статья поступила в Редакцию 21/IV 1974 г. Полный текст 0,5 а. л., 3 рис., 1 табл., 7 библиогр. ссылок.)

О механической прочности урановых автоэммиттеров

СУВОРОВ А. Л., КУКАВАДЗЕ Г. М., СКОРОВ Д. М., КАЛИН Б. А., БОБКОВ А. Ф., ФЕДОРЧЕНКО В. А., ШАРОВ Б. В., ШИШКИН Г. Н.

УДК 535.82:546.791

Механические свойства тонких игольчатых образцов из вольфрама и α-урана изучались с помощью автоионного микроскопа. Главная цель — определение предельной прочности и характера деформации урановых образцов; эксперименты с вольфрамом рассматривались как эталонные. Образцы нагружали непосредственно в автоионном микроскопе сильным электрическим полем, необходимым для формирования изображений поверхностей образцов. Техника изготовления урановых образцов — автоэммиттеров — описана в работе [1]. Так как причиной деформации и разрушения образца в автоионном микроскопе могла стать его асимметрия, проводился контроль профилей образцов: предварительный — в оптическом микроскопе, а после автоионно-микроскопического анализа — в электронном микроскопе.

Наблюдавшиеся обрывы образцов фиксировались по резкому изменению контраста автоионного изображения (или полному его исчезновению). Расчет соот-

ветствующих обрыву напряжений σ_к проводился по формуле σ = F²/8л, где F — напряженность электрического поля, пропорциональная потенциалу образца. Полученные значения σ_к для вольфрама и α-урана составили соответственно (1,31 ± 0,15) · 10¹⁰ и (1,13 ± 0,20) · 10¹⁰ Н/м² (ориентировка образца по [011] и [010]). Средние значения диаметров образцов составляли ~1000 Å. Вольфрамовых образцов было проанализировано 18, урановых — 10 (всего просмотрено в различных изображающих газах 50 урановых образцов, оборвать поле удалось лишь 8). Соответствующее значение σ_к для вольфрама, полученное в работе [2] с использованием аналогичной техники, равно (2,06 ± 0,18) · 10¹⁰ Н/м², что в пределах ошибки удовлетворительно согласуется с результатами настоящей работы.

Значения нормальных напряжений σ₀ в образцах при их отображении в различных изображающих газах, а также величины соответствующих деформаций ε приведены в таблице.

Расчетные значения некоторых параметров

| Изображающий газ | F ₀ , б/Å | σ ₀ , Н/м ² | ε, % | |
|---------------------|----------------------|-----------------------------------|------|-----|
| | | | W | α-U |
| H ₂ , Ar | 2,2 | 2,1 · 10 ⁸ | 0,63 | 1,9 |
| Ne | 3,5 | 5,3 · 10 ⁸ | 1,6 | 4,8 |
| He | 4,4 | 8,4 · 10 ⁸ | 2,5 | 7,5 |
| Режим испарения | 5,7 (W) | 1,41 · 10 ⁹ (W) | 4,2 | 7,4 |
| | 4,35 (α-U) | 8,2 · 10 ⁸ (α-U) | | |

Сопоставление значений теоретической прочности σ_T вольфрама и α -урана, рассчитанных из соотношения $\sigma_T = \eta G$, где $\eta = 0,133$ из работы [3]; G — модуль сдвига (для вольфрама $G = 14,85 \cdot 10^9$, для α -урана $G = 7,35 \cdot 10^9$ Н/м²), показывает, что они составляют соответственно $1,98 \cdot 10^9$ и $0,97 \cdot 10^9$ Н/м². Таким образом, полученные результаты достаточно хорошо подтверждают факт реализации теоретической прочности в таких нитевидных кристаллах, что перспективно для проверки теории и для широкого практического использования, например в качестве основы в современных композиционных материалах.

(№ 790/7913. Поступила в Редакцию 1/VII 1974 г. В окончательной редакции 28/I 1975 г. Полный текст 0,5 а. л., 26 библиогр. ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Суворов А. Л. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. I, с. 14.
2. Гарбер Р. И., Дранова Ж. И., Михайловский И. М. «Докл. АН СССР», 1967, т. 174, с. 1044.
3. Hirth J. Relative structure and mechanical properties metals, v. 1, London, 1963, p. 218.

Дозовая функция плоского тонкого изотропного источника альфа-излучения в тканеэквивалентной среде

ОСАНОВ Д. П., ПАНОВА В. П., ПОДСЕВАЛОВ Ю. Н., ЕРШОВ Э. Б.

УДК 621.039.538.7

В работе предлагается общий способ вычисления дозового распределения в тканеэквивалентной среде от плоского тонкого изотропного источника α -излучения с энергией E_0 ($0 < E_0 < 9$ МэВ) и поверхностной плотностью активности σ .

Мощность дозы в точке А (рис. 1) от всех α -частиц, достигающих ее (остаточная энергия в диапазоне от 0 до $E(x)$), равна

$$P(x) = k \int_0^{E(x)} \frac{dN(x)}{dE}(E) \frac{dE}{dr}(E) dE, \quad (1)$$

где $N(x)$ — плотность потока α -частиц на глубине x ; k — коэффициент размерности. Очевидно, что $dN(x) = \frac{\sigma}{2} \times \frac{rd\rho}{r^2} = \frac{\sigma}{2} \frac{dr}{r}$. Тогда

$$P(x) = k \frac{\sigma}{2} \int_0^{E(x)} \frac{dE}{r(E)} = k \frac{\sigma}{2} \int_0^{E(x)} \frac{dE}{R(E_0) - R(E)}, \quad (2)$$

где $R(E_0)$, $R(E)$ — полный и остаточный пробег α -частицы.

Выражение (2) можно получить и исходя из определения мощности дозы как производной от плотности потока энергии по глубине поглотителя $P(x) = dW/dx$. Определение дозовой функции $P(x)$ сводится к корректному определению зависимости $R(E)$ для тканеэквивалентного материала.

Мы нашли, что для аппроксимации литературных и собственных данных о величинах пробегов α -частиц в тканеэквивалентном материале в зависимости от энергии наиболее подходящей является формула

$$\begin{cases} R(E) = 6,3E, & 0 < E < 3,5 \text{ МэВ;} \\ R(E) = 13,5E - 25,5, & 3,5 < E < 9 \text{ МэВ.} \end{cases} \quad (3)$$

Подставляя выражения (3) в (2) и интегрируя, получаем

$$\begin{aligned} P(x) &= c\sigma \ln \frac{R(E_0)}{x}, \quad x > [R(E_0) - 22], \text{ мкм;} \\ P(x) &= c\sigma \left[\ln \frac{R(E_0)}{x} + \right. \\ &\left. + 0,47 \ln \frac{R(E_0 - 22)}{x} \right], \quad x < [R(E_0) - 22], \text{ мкм.} \end{aligned} \quad (4)$$

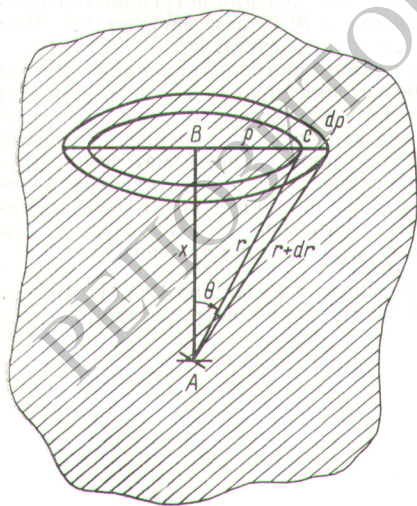


Рис. 1. Схема к выводу формулы

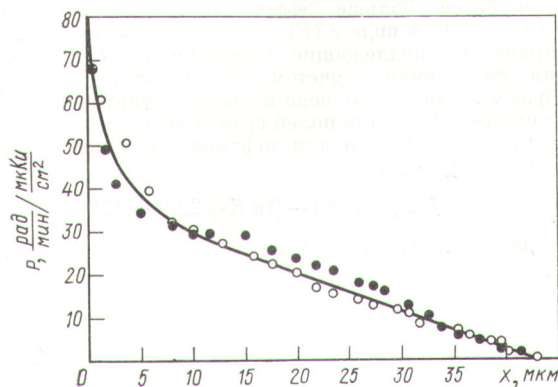


Рис. 2. Сравнение вычисленного по формуле (4) и измеренно го дозовых распределений для α -излучения ^{239}Pu :

○ — полупроводниковый; ● — сцинтилляционный детекторы