

Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14 Мэв на железе:

△ — упругое рассеяние; ○ — неупругое рассеяние с возбуждением уровня 0,85 Мэв; ● — данные работы [7]; × — [8]; □ — [9].

В качестве начальных параметров потенциала были выбраны параметры из работы Розена и др. [12]. Затем расчетные сечения подгонялись к экспериментальным путем изменения всех параметров, кроме r_0 и a_W . Величина квадрупольной деформации β_2 была принята равной 0,23 и также менялась в процессе подгонки. Оптимальные расчетные кривые приведены на рисунке, а соответствующие значения параметров оптимального потенциала — в таблице.

Как видно из рисунка, коллективная (вибрационная) модель позволяет удовлетворительно описывать сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядре Fe^{56} . Параметр β_2 , найденный в результате проведенного анализа, равен $0,21 \pm 0,03$, что согласуется с соответствующими величинами β_2 из работ [1—5].

Поступило в Редакцию 22/IX 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Peterson. Ann. Phys. (USA), **53**, 40 (1969).
2. H. Tjin a Djie et al. Nucl. Phys., **A106**, 85 (1968).
3. A. Majumder, H. Sen Gupta. Nucl. Phys., **A118**, 151 (1968).
4. C. Fulmer et al. Phys. Rev., **165**, 1218 (1968).
5. S. Fulling, G. Satchler. Nucl. Phys., **A111**, 81 (1968).
6. М. Е. Гуртовой и др. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 24 (1970).
7. J. Coon et al. Phys. Rev., **111**, 250 (1958).
8. J. Anderson et al. Phys. Rev., **110**, 160 (1958).
9. V. Jacques. C.R. Acad. sci., **267**, B 733 (1968).
10. T. Tamura. Rev. Mod. Phys., **37**, 679 (1965).
11. Е. В. Корбедки и, О. Ф. Немец, Л. С. Соколов. Тезисы докладов XX Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ч. 2. Л., «Наука», 1970, стр. 140.
12. L. Rosen et al. Ann. Phys., **34**, 96 (1965).

Использование ядерной реакции $O^{18} (p, \alpha) N^{15}$ для изучения окисления металлов

Н. А. СКАКУН, А. П. КЛЮЧАРЕВ, О. Н. ХАРЬРОВ, В. Ф. ЗЕЛЕНСКИЙ, В. С. КУЛАКОВ

УДК 620.197.5.539.17

Для изучения процессов, происходящих в поверхностных слоях при окислении металлов и сплавов, в последнее время используются данные о ядерных реакциях [1, 2]. Регистрация продуктов реакции

в процессе облучения исследуемого материала заряженными частицами дает возможность без разрушения образца определить содержание изучаемого элемента одновременно с локализацией его по глубине.

Сущность одного из предлагаемых в настоящей работе методов заключается в регистрации и анализе энергетического спектра α -частиц из реакции $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$ при бомбардировке образца, содержащего изотоп O^{18} , пучком моноэнергетических протонов. Если реакция происходит на некоторой глубине x , то энергия α -частицы E_α зависит от энергетических потерь протона, достигшего глубины x и энергии, теряемой α -частицей в процессе выхода из образца. С точностью, обусловленной энергетическим разрешением, энергия E_α указывает глубину, на которой происходит реакция. Выход α -частиц $N_\alpha(E_\alpha)$ пропорционален произведению концентрации $C(x)$ изотопа O^{18} на сечение реакции при энергии протонов $E_p(x)$. Таким образом, энергетический спектр α -частиц позволяет установить распределение кислорода по глубине образца, если известны тормозные способности исследуемого вещества для протонов и α -частиц и сечение $\sigma(E_p)$ ядерной реакции.

Образец с постоянной концентрацией изотопа O^{18} по глубине (эталон) дает возможность определить профиль концентрации кислорода в исследуемом образце путем сравнения спектров α -частиц от изучаемого образца и эталона. В этом случае величина $C(x)$ определяется по соотношению

$$\frac{N_\alpha(E_\alpha)}{N_\alpha(E_\alpha)_{эт}} = \frac{C(x)}{C_{эт}}, \quad (1)$$

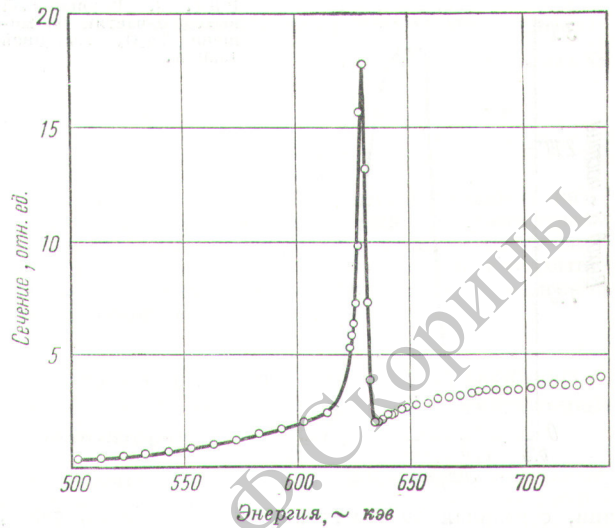
где $C_{эт} = \text{const}$ — концентрация O^{18} в эталоне; $N_\alpha(E_\alpha)$ и $N_\alpha(E_\alpha)_{эт}$ определяются экспериментально. При этом автоматически учитывается зависимость $\sigma[E_p(x)]$, если потери энергии протонов (ϵ_p) и α -частиц (ϵ_α) на единице пути в исследуемом образце и эталоне одинаковы. Величины ϵ_p и ϵ_α рассчитывались с использованием данных работы [3].

Функция возбуждения реакции $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$ была измерена экспериментально в интервале энергий протонов 500—730 кэВ (рис. 1). Использовалась мишень Ta_2O_5 , полученная анодным окислением тантала в электролите, обогащенном изотопом O^{18} . Источником ускоренных протонов служил электростатический генератор на 4 МэВ ФТИ АН УССР. Альфа-частицы регистрировались кремниевым поверхностно-барьерным счетчиком под углом $\theta = 150^\circ$ и анализировались по энергии с помощью анализатора АИ-100-1.

В указанном выше интервале энергии E_p в реакции $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$ испускается только одна группа α -частиц, соответствующая величине $Q = 3,97$ МэВ (основное состояние ядра N^{15}) [4]. Удруго рассеянные протоны поглощались майларовой пленкой толщиной 1,16 мг/см², помещенной непосредственно перед детектором. Поверхности облучаемых мишеней устанавливались перпендикулярно оси пучка протонов.

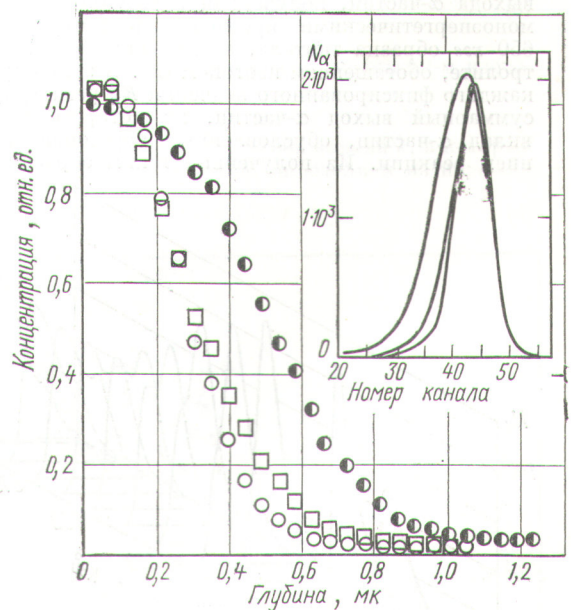
Исследовавшиеся мишени имели размеры 20 × 20 × 0,5 мм и представляли собой образцы переплавленного электроннолучевым способом подвидного циркония, окисленные при 500°С и давлении 1 атм в парах воды, содержащей 69% O^{18} . В качестве эталона использовали образец сплава Zr — 2% Nb, окислявшийся длительные время в этих же условиях. Сравнение спектра α -частиц от эталона, полученного при $E_p \approx 600$ кэВ, с функцией возбуждения в области $E_p \leq 600$ кэВ, где сечение $\sigma(E_p)$ подчиняется экспоненциальному закону, показало, что концентрация $C_{эт}(x)$ остается практически постоянной до глубины $\sim 1,2$ мк.

Предполагалось, что ϵ_p и ϵ_α в окисной пленке, образовавшейся на образце Zr — 2% Nb, не отличаются существенно от соответствующих энергетических потерь в окисленном цирконии.



Р и с. 1. Функция возбуждения реакции $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$ под углом $\theta_{л.с.} = 150^\circ$.

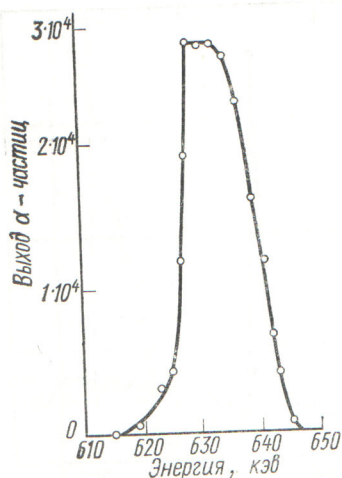
Вычисленные тормозные способности окиси циркония для протонов и α -частиц равны $\epsilon_p = 83$ кэВ/мк при $E_p = 730$ кэВ и $\epsilon_\alpha = 310$ кэВ/мк при $E_\alpha = 3,38$ МэВ. Используя эти данные и изложенную выше процедуру сравнения спектров α -частиц от исследуемых образцов и эталона, облученных протонами с энергией $E_p = 730$ кэВ, можно получить профили распределения кислорода в окисленных образцах циркония (рис. 2). Погрешность в определении относительной концентра-



Р и с. 2. Распределение кислорода в образцах циркония, окисленных в течение 30 (○), 50 (□) и 120 (△) мин.

На вставке показаны соответствующие спектры α -частиц при $E_p = 730$ кэВ. Энергетическая шкала 16,7 кэВ/канал.

Рис. 3. Резонансный выход α -частиц из мишени Ta_2O_5 толщиной 1530 Å.



ции, связанная со статистическими ошибками счета, составляет в среднем не более 3%. Из кривых рис. 2 оценен коэффициент диффузии кислорода в цирконии, величина которого составила $\sim 7,5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2/\text{сек}$. Разрешающая способность метода по глубине, обусловленная экспериментальным разрешением по энергии α -частиц, равна $\sim 0,2 \text{ мк}$. При наличии эталона затраты времени, необходимые для определения профиля концентрации кислорода в каждом образце (включая время на облучение), не превышали 10—15 мин.

Рассмотрена также возможность проведения аналогичных исследований с использованием узкого резонанса реакции $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$ при $E_p = 629 \text{ кэВ}$ (см. рис. 1). На рис. 3 представлена кривая резонансного выхода α -частиц, полученная в результате облучения моноэнергетическими протонами в интервале 615—650 кэВ образца тантала, анодно окисленного в электролите, обогащенном изотопом O^{18} . В этом случае для каждого фиксированного значения E_p регистрировался суммарный выход α -частиц, из которого вычитался вклад α -частиц, обусловленный нерезонансным сечением реакции. Из полученной таким образом кривой

определялась толщина окисной пленки с помощью выражения

$$\Gamma^2 = \Gamma_{\text{рез}}^2 + \Gamma_{\text{н}}^2 + \Gamma_{\text{м}}^2, \quad (2)$$

где Γ — ширина кривой резонансного выхода на половине высоты (13,6 кэВ); $\Gamma_{\text{рез}}$ — естественная ширина резонанса (2,1 кэВ), $\Gamma_{\text{н}}$ — энергетическая неоднородность протонов в пучке (1,7 кэВ в нашем случае); $\Gamma_{\text{м}}$ — толщина мишени (кэВ).

Тормозная способность окиси тантала Ta_2O_5 для протонов в использованном интервале энергий составляет 98 кэВ/мк. Следовательно, полученная из соотношения (2) величина $\Gamma_{\text{м}} = 13,2 \text{ кэВ}$ соответствует толщине окисной пленки 1360 Å.

Процесс анодного окисления был аналогичен изложенному в работе [5]. Образец тантала окисляли при напряжении 100 в в 1%-ном растворе KCl в воде с обогащением 12 ат.% O^{18} .

В соответствии с результатами работы [5] предполагалось, что окись имеет стехиометрический состав, соответствующий химической формуле Ta_2O_5 с плотностью 8,74 г/см³. Прирост толщины пленки 15,3 Å/е. Таким образом, полученная окисная пленка на исследуемом образце имела толщину $1530 \pm 30 \text{ Å}$ (погрешность связана с неточностью установки напряжения и плотности тока окисления). Такое согласие можно считать удовлетворительным, учитывая возможность ошибки в определении энергетических потерь протонов в окиси тантала.

Следует отметить также перспективность использования резонанса реакции $O^{18}(p, \alpha)N^{15}$ для исследования толстых поверхностных слоев металлов. На рис. 4 представлены спектры α -частиц от образца циркония, окисленного в водяном паре в течение 120 мин. При $E_p > 629 \text{ кэВ}$ отчетливо проявляется шик, обусловленный резонансным выходом α -частиц. Последовательное повышение энергии протонов, бомбардирующих мишень, приводит к увеличению глубины, на которой протоны имеют энергию, близкую к резонансной. Из полученных таким образом спектров по изменению вклада «резонансных» α -частиц можно установить характер изменения концентрации кислорода с глубиной. Использование резонанса позволяет получить высокое разрешение по глубине, которое связано главным образом с шириной резонанса и немоноэнергетичностью протонов в пучке. В нашем случае разрешение составляло ~ 320 и $\sim 270 \text{ Å}$ для циркония и тантала соответственно. Изложенные методы позволяют исследовать взаимодействие кислорода с различными твердыми телами, в частности с большинством металлов и сплавов, применяемых в реакторостроении.

Авторы благодарят Г. К. Хомякова, А. Г. Страшинского, П. П. Матяна за помощь в экспериментах. Поступило в Редакцию 14/VII 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Choudhury et al. Solid St. Communications, 3, 119 (1965).
2. G. Amsel, D. Samuel. J. Phys. Chem. Solids, 23, 1707 (1962).
3. C. Williamson, J. Boujot, J. Picard. Tables of range and stopping power of chemical elements for charged particles of energy 0,05 to 500 Mev. Rapport CEA-R 3042, 1966.
4. F. Ajenberg-Selove, T. Lauritsen. Nucl. Phys., 11, 1 (1959).
5. G. Amsel et al. J. Phys. Chem. Solids, 30, 2117 (1969).

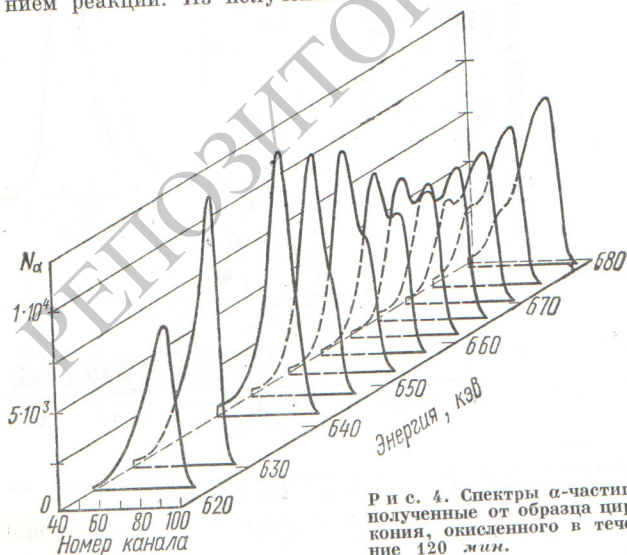


Рис. 4. Спектры α -частиц, полученные от образца циркония, окисленного в течение 120 мин.