

Зависимость относительного потока γ -излучения от величины излучающего объема при $R = 2,0$ (x); $1,0$ (O) и $0,5$ (●)

показана зависимость относительного потока излучения [выражение в фигурных скобках в формуле (4)], пересекающего детектор R от толщины излучающе-поглощающего слоя среды ($r - R$) для различных R . Относительный поток слабо зависит от размеров детектора, не более чем на 10 % для R от 0,1 до 2. Вклад сферических слоев толщиной 0,5; 1 и 3 в общий поток составляет >50; ~75 и >95 % соответственно. Таким образом, эффективный излучающий объем среды для нерассеянного γ -излучения ограничен двумя-тремя длинами свободного пробега γ -кванта и практически не зависит от размеров детектора; периферия вносит пренебрежимо малый вклад в общий поток излучения.

Для расчета параметров регистрации каскадного излучения системой из двух детекторов радиусом R , помещенных в изотропную излучающе-поглощающую среду на расстоянии $2l$ один от другого, используем формулу (3). Для двух каскадных γ -квантов с некоррелированным направлением вылета факты попадания их в один и другой детектор являются событиями независимыми. Поэтому вероятность регистрации каскада, возникшего в точке, отстоящей на расстоянии r и r' от центров детекторов,

выражается зависимостью

$$\Phi_{\gamma\gamma}(r, r') = 4 (rr')^{-1} \Psi(R, \alpha, \beta) \Psi(R, \alpha', \beta'), \quad (8)$$

а скорость счета совпадений каскадного излучения в активной среде A [пар γ -квантов/(мин·л)] составляет

$$\Phi_{\gamma\gamma} = A \varepsilon_{\gamma\gamma} \int_V \Phi_{\gamma\gamma}(r, r') dV. \quad (9)$$

Отсюда вытекает, что эффективность детектора каскадного излучения равна

$$\varepsilon_{\gamma\gamma} = \varepsilon^2. \quad (10)$$

Численные расчеты, проведенные по формуле (8), показывают, что наибольшая скорость счета совпадений оказывается при $l/R = 1$. Эффективный излучающий объем среды значительно больше, чем в случае регистрации моноэнергетического излучения. Вклад в поток каскадного излучения различных сферических объемов среды с радиусами 0,8; 2,0 и 3,6 составил соответственно 25, 50 и 75 %. Выражения (9) и (10) позволяют получить представление об активности среды по измеренной скорости счета совпадений.

Список литературы

1. Sybesma C. Measurements of Continuous Energy Distribution Gamma-Rays in a Scattering Medium. Amsterdam, 1961.
2. Сапожников Ю. А., Лопатин В. А., Овчаренко В. П. «Атомная энергия», 1976, т. 40, вып. 3, с. 246.
3. Пагурова В. И. Таблицы интегроэкспоненциальной функции. М., 1959.
4. Косоуров Г. И. «Приборы и техника эксперимента», 1962, № 5, с. 95.
5. Виноградов А. С. «Морские гидрофизические исследования», 1969, № 3 (49), с. 191.

Поступило в Редакцию 15.05.78

УДК 543.51

Выделение водорода из стали 0X16H15M3B при нагреве

ЗАЛУЖНЫЙ А. Г., СКОРОВ Д. М., ЖОЛНИН А. Г., ОНУФРИЕВ В. Д., АФРИКАНОВ И. Н., ЦЫПЛЕНКОВ В. С., ВЛАДИМИРОВ В. Г., КОПЫТИН В. П.

Изучение кинетики выделения водорода из образцов стали 0X16H15M3B проводили в процессе их равномерного нагрева со скоростью 20 °С/мин в интервале температуры 100—1000 °С на высоковакуумной масс-спектрометрической установке, аналогичной описанной ранее [1]. Измерение выделения водорода осуществляли при постоянной откачке газов насосом ЦОРД-100, соединенным с рабочим объемом установки трубопроводом с пропускной способностью $1,28 \pm 0,13$ л/с по воздуху и $4,8 \pm 0,5$ л/с по водороду. Применение трубопровода с пропускной способностью, значительно меньшей скорости откачки насоса, позволило оценить количество выделяющихся из образца газов, в частности водорода. Общее давление в рабочем объеме регистрировали прибором ВИТ-1А, парциальное давление отдельных газов — масс-спектрометром ИПО-2А. Образцы представляли собой фольги различной толщины (0,05—1,0 мм) размером 13×13 мм.

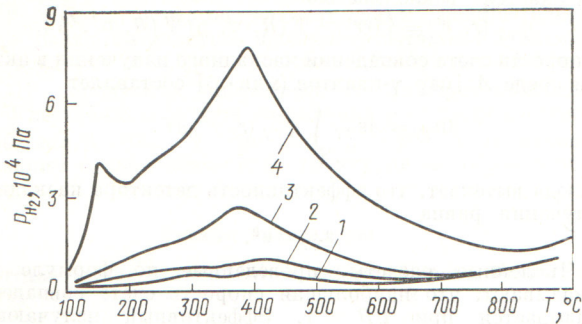
Для ненасыщенных водородом образцов на полученных кривых (рис. 1) присутствует один пик с максимумом в области 350—400 °С. Причем положение максимума связано с природой исследуемого материала (аналогичный пик наблюдался при равномерном нагреве образцов из технической чистоты вольфрама, молибдена, титана, меди, никеля, химически чистых железа и платины, а также графита, керамики и стекла). Высота пика сильно зависит от метода очистки поверхности (обезжиривание

спиртом, электрополировка, вакуумный отжиг), но не от толщины образца.

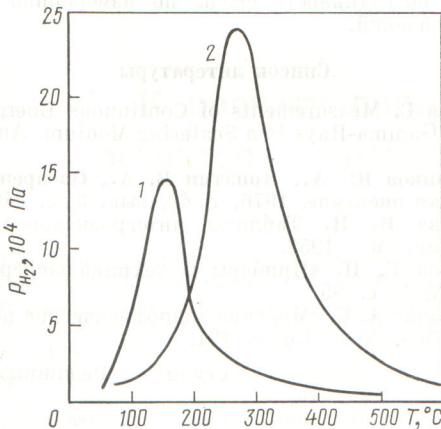
Наряду со спектром выделения водорода при нагреве образца снимался спектр выделения всех газов. Пики выделения водорода сопутствуют пики масс 12, 16, 15. Пик массы 12 характеризует выход CO, пики масс 16 и 15 соответствуют метану [2]. Определив количество выделившегося при этой температуре водорода и CO и общее давление газов в рабочем объеме, можно сделать вывод, что основными составляющими выделяющегося газа в данном случае являются водород и CO, количество метана на порядок меньше.

Все сказанное выше об исследовании зависимости величины пика выделения водорода от различных факторов дает возможность заключить, что этот пик скорее всего связан с диссоциацией водородсодержащих соединений, находящихся на поверхности образца. Возможность подобного процесса косвенно подтверждается результатами изучения влияния сорбированных поверхностью образца углеводородов на десорбцию водорода [3].

При насыщении образцов исследуемой стали водородом электролитическим методом при равномерном нагреве в вакууме на кривых присутствует пик с максимумом при температуре ниже 300 °С (рис. 2). Положение пика зависит от толщины образца. Высота пика растет при увеличении времени наводороживания. Очевидно, что

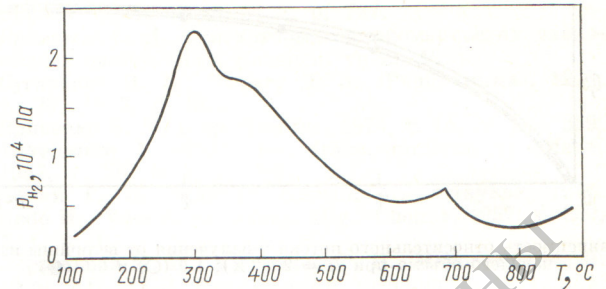


Р и с. 1. Кривые выделения водорода из стали 0X16H15M3B в процессе равномерного нагрева: 1 — образец, предварительно нагретый в вакууме до 1000 °С; 2 — электрополированный образец; 3 — обезжиренный образец; 4 — необезжиренный образец



Р и с. 2. Кривые выделения водорода из образцов стали 0X16H15M3B толщиной 0,2 мм (1) и 1,0 мм (2), насыщенных водородом электролитически, в процессе равномерного нагрева

данный пик выделения водорода связан с выходом этого газа из объема образца. В процессе электролитического насыщения образцов водородом происходит очистка поверхности [4], поэтому на кривых отсутствует пик выделения водорода при температуре 350—400 °С.



Р и с. 3. Кривая выделения водорода из образцов стали 0X16H15M3B, облученных на ускорителе ионами H_2^+ энергией 18 кэВ до дозы $1 \cdot 10^{18}$ ион/см² в процессе равномерного нагрева

Особый интерес представляет изучение кинетики выделения водорода из образцов стали 0X16H15M3B, насыщенных водородом на ускорителе путем облучения ионами H_2^+ энергией 18 кэВ до дозы $1 \cdot 10^{18}$ ион/см². Кривая, типичная для образцов данного типа, представлена на рис. 3. На ней (в отличие от кривых для необлученных образцов) присутствует пик выделения водорода при температуре 650—700 °С. Выделение водорода не сопровождается интенсивным выходом каких-либо других газов. Расчет показал, что при этом выделяется $\sim 2 \cdot 10^{15}$ атомов водорода. Указанный пик обнаруживается при нагреве образцов как через несколько дней, так и через несколько месяцев после облучения. Вероятно, при бомбардировке ионами водорода в материале возникают дополнительные ловушки, удерживающие водород.

Список литературы

1. Скоров Д. М. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Топливные и конструкционные материалы. Вып. 2(5). М., изд. ЦНИИатоминформа, 1976, с. 23.
2. Сверхвысокий вакуум в радиационно-физическом аппарате. Под ред. Г. Л. Саксаганского. М., Атомиздат, 1976.
3. Nieuwenhuys V. E. e.a. «Surface Sci.», 1976, v. 59, N 1, p. 155.
4. Грилекес С. Я. Обезжиривание, травление и полирование металлов. Л., «Машиностроение», 1977.

Поступило в Редакцию 15.05.78
В окончательной редакции 15.01.79

УДК 539.12.124

Коэффициенты обратного рассеяния электронов

РАДИЕВСКИЙ Г. Б.

Коэффициент обратного рассеяния, или числовое альбедо $\epsilon(Z_0, E_0, \theta_0)$, для условий насыщения есть отношение числа электронов, рассеянных от толстой плоской мишени, к числу электронов, упавших на мишень. Здесь Z — атомный номер мишени, E_0 и θ_0 — начальная энергия и угол падения электронов. В настоящее время сравнительно полная и надежная информация о функции $\epsilon(Z, E_0, \theta_0)$ для широких диапазонов Z и E_0 имеется в литературе лишь для случая нормального падения пучка ($\theta_0 = 0$) [1], а данные для наклонного падения пучка электронов немногочисленны и относятся в основном к области малых E_0 (десятки кэВ).

Простейшая возможность получения недостающих значений функции ϵ — использование геометрического подобия полей рассеянных электронов при определенных сочетаниях Z и E_0 . В работе [2] было показано аналитически, что в области умеренных E_0 ($\sim 0,1$ МэВ) решения

уравнения переноса обладают свойствами подобия при фиксированном Z и переменном E_0 , а при высоких E_0 ($\sim 5 \div 30$ МэВ) — при фиксированном отношении E_0/Z . Ранее на зависимость ϵ только от E_0/Z в области высоких E_0 было указано в публикации [3]. Масштабной длиной в подобных полях является согласно работе [2] средний пробег R_0 . Существование подобия полей рассеянных электронов доказывается в публикации [4] с помощью «геометрической» аргументации, а также эмпирически. Здесь в явной форме в виде так называемых изолиний дана совокупность тех точек Z_i, E_{0i} , для которых выполняются условия приближительного подобия полей, причем приведены доводы в пользу того, что масштабная длина не совсем пропорциональна R_0 .

Из работы [4] следует, что величины ϵ (а также ряд других характеристик поля излучения) для фиксированных θ_0 и тех комбинаций Z и E_0 , которые лежат на одной