

Квантовые выходы, средние проекции пробегов и средняя энергия вторичных электронов из равновесных мишеней при облучении квантами энергией 50 кэВ

Z	$\eta_{\text{макс}}^F$, 10 ⁻³ электрон фотон	$\eta_{\text{макс}}^B$, 10 ⁻³ электрон фотон	δ_e^F , 10 ⁻⁵ см	δ_e^B , 10 ⁻⁵ см	$\bar{E}^F$, кэВ, электрон	$\bar{E}^B$, кэВ, электрон
13	0,194	0,080	23,4	9,65	35,94	32,6
29	1,738	1,075	7,94	4,91	32,05	29,26
47	4,372	2,488	4,60	2,62	25,28	22,24
79	5,472	3,778	4,24	2,93	34,25	30,11

занной погрешности согласуются с экспериментом [2, 3]. К сожалению, большинство экспериментальных данных получено с использованием монохроматического источника, что несколько затрудняет сравнение результатов.

Расчеты зависимости η от толщины мишени h показали, что равновесные значения выхода достигаются при $h = R_{\text{эф}}$ ($R_{\text{эф}} < R_0$). Для алюминия, меди, серебра и золота значения $R_{\text{эф}}$ согласуются с данными работы [4] и составляют $0,7R_0$, $0,5R_0$, $0,5R_0$ и $0,4R_0$ соответственно. Отметим, что $R_{\text{эф}} \approx 10\delta_e$, где δ_e — средняя проекция пробега БВЭ. В таблице приведены значения компонентов δ_e в «прямом» δ_e^F и «обратном» δ_e^B направлениях ($\delta_e = \delta_e^F - \delta_e^B$), причем $\delta_e^{F,B} = \eta_{\text{макс}}^{F,B} / \Sigma_t$, где Σ_t — полное сечение поглощения квантов.

На рис. 1 показана зависимость относительного выхода БВЭ $\eta(h)/\eta_{\text{макс}}$ (в единицах δ_e/h) от толщины мишени h/δ_e . Из этого рисунка следует, что значения $y = \frac{\eta(h)}{\eta_{\text{макс}}} \frac{h}{\delta_e}$

для выходов вперед и назад в пределах погрешности расчета совпадают и не зависят от Z . При $h > \delta_e$ приведенная зависимость удовлетворительно аппроксимируется прямой $y = a(h/\delta_e) - 1$, где $a = 1,05 \pm 0,007$.

На рис. 2 изображены энергетические спектры БВЭ, выбиваемых из мишеней серебра различной толщины. Максимумы в распределениях наблюдаются при $E_{\text{макс}} = E_{\gamma} - I_{K,L}$ ($I_{K,L}$ — энергия ионизации K и L -оболочек). Средние значения энергии БВЭ, выходящих вперед $\bar{E}^F$ и назад $\bar{E}^B$, даны в таблице. Угловое распределение БВЭ, выходящих как вперед, так и назад близко к косинусоидальному и, практически, не меняется с толщиной и атомным номером мишени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грудский М. Я. и др. — В кн.: Вторичное электронное излучение. Л., изд. Радиового ин-та им. В. Г. Хлопина, 1977, с. 24, 80.
2. Смирнов В. В., Малышенков А. В. — В кн.: Прикладная ядерная спектроскопия. Вып. 3. М., Атомиздат, 1972, с. 166.
3. Ebert P., Lanson A. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1966, v. NS-13, N 2, p. 735.
4. Смирнов В. В., Малышенков А. В. — Атомная энергия, 1972, т. 32, вып. 1, с. 54.

Поступило в Редакцию 09.06.80

УДК 539.12.04:621.039.616

Топография поверхности при блистеринге радиационного и нерадиационного происхождения

ГУСЕВА М. И., ЕВМЕНЕНКО М. Е., ИВАНОВ С. М., МАРТЫНЕНКО Ю. В.

В последние годы большое внимание уделяется изучению закономерностей радиационного блистеринга, который, как полагают, будет одним из основных процессов, ответственных за эрозию поверхности первой стенки в начальный период работы термоядерных реакторов. Необходимо различать эффекты радиационного блистеринга и блистеринга, вызванного другими процессами [1]. Например, водородный блистеринг наблюдается иногда при электролитической полировке нержавеющей стали и алюминия, а также при электролитическом нанесении покрытий на эти металлы [2—5]. Поэтому в экспериментах по радиационному блистерингу необходимо тщательно контролировать исходное состояние поверхности мишеней. В настоящей работе были исследованы особенности микроструктуры, образующейся после имплантации ионов гелия в поверхность мишени, имевшей блистеры нерадиационного происхождения.

Мишени высоконикелевого сплава 0X18H40M5 аустенитного класса электрохимически полировались при 110 °C и плотности тока 7,8 А/дм² в электролите следующего состава: 300 мл H₃PO₄, 500 мл глицерина и 90 мл H₂O. После полировки структуру поверхности контролировали в оптическом микроскопе. Было отобрано несколько мишеней с пузырями диаметром от 4 до 10 мкм. (Аналогичные пузыри диаметром до 0,2 мм наблюдались на электрополированных образцах алюминиевого сплава). Эти мишени,

наряду с другими, не имеющими пузырей на поверхности одновременно облучали в ионном ускорителе ИЛУ-3 [6] ионами He⁺ энергией 40 кэВ под углом 60° к нормали поверхности до достижения дозы от $6 \cdot 10^{18}$ до $2 \cdot 10^{19}$ ион/см², после чего исследовали в сканирующем электронном микроскопе «Stereoskan-180».

Следует отметить, что в крупномасштабных термоядерных реакторах-токамаках с параболическим распределением параметров плазмы по радиусу наибольшему воздействию высокоэнергетических ионов He⁺ будут подвергаться участки камеры под азимутальным углом ~60° [7, 8].

На рисунке а показана пораженная гелиевым блистерингом поверхность Fe — Cr — Ni-сплава после имплантации дозой $6 \cdot 10^{18}$ ион/см² ионов He⁺. При столь большой дозе облучения на поверхности образовались мелкие куполообразные блистеры одного поколения диаметром от 0,3 до 1,5 мкм, которые в большинстве случаев имеют неповрежденные оболочки. Как известно, диаметр блистеров и толщина их оболочек при радиационном блистеринге строго определяются энергией бомбардирующих ионов гелия [1], причем при $E \leq 20$ кэВ и температуре, близкой к комнатной, на поверхности Fe — Cr — Ni-сплавов образуются блистеры одного поколения независимо от дозы облучения. Средний диаметр блистеров (~0,5 мкм) на рисунке соответствует диаметру, наблюдаемому в случае

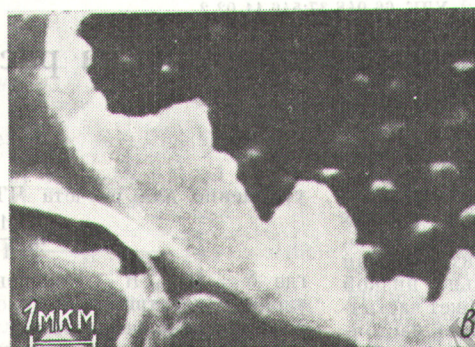
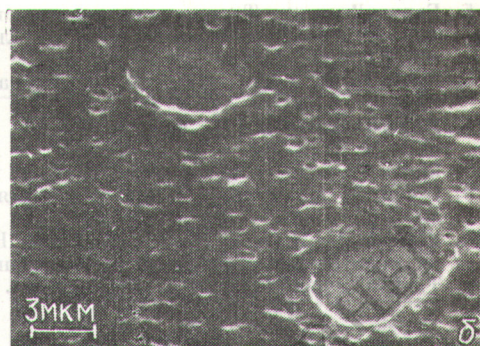
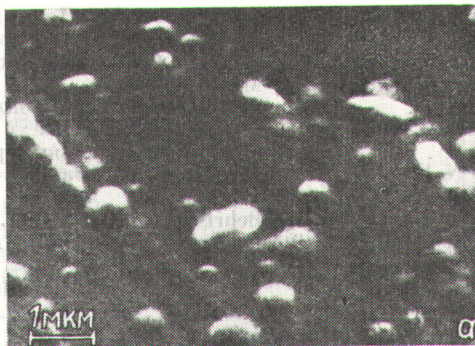
бомбардировки нормально падающими ионами гелия энергией 20 кэВ [1].

Увеличение дозы до $1,5 \cdot 10^{19}$ ион/см² (при прочих равных условиях) приводит к появлению пор на поверхности (см. рисунок, б). Очевидно, при этой дозе распадается слой, равный толщине оболочек блистеров. Образование губчатой структуры на поверхности мишени приводит к прекращению блистеринга [11]. Характерным отличием рисунка б по сравнению с а является наличие больших кратеров диаметром 4–6 мкм, оставшихся после отщепления оболочек блистеров нерадиационного происхождения (см. рисунок, в) с электролитической полировкой образцов.

Возможный механизм образования блистеров в среде, содержащей водород, описан ранее [5]. Атомарный водород, диффундируя в глубь металла, оседает в порах, структурных дефектах решетки, между зерен и переходит в молекулярный водород, давление которого во внутренних пористостях определяется [42] соотношением $p \sim C^2 e^+ \frac{U_d + 2U_p}{T}$,

где C — концентрация атомарного водорода в металле, U_d — энергия диссоциации, равная $\sim 4,5$ В, а U_p — энергия растворения. Вследствие большого значения U_d давление может значительно возрасти, приводя к высоким напряжениям в металле. Так, при комнатной температуре и $C = 10^{-3}$ давление молекулярного водорода будет составлять 1450 МПа. Скопления молекулярного водорода являются ловушками для атомарного водорода, поэтому диффузионный поток водорода будет направлен в сторону ловушек, способствуя накоплению водорода и повышению давления. Если создаваемое напряжение превышает предел текучести материала, то слой отрывается, вслучивается и образуются пузыри. Размер этих пузырей и толщина их крышек в образце определяются расстояниями между несовершенствами, в которых скапливается водород, и, естественно, не связаны с параметрами ионного пучка. Купола блистеров (см. рисунок, б) оторвались во время последующей ионной бомбардировки по следующим причинам. Во-первых, внедрение гелия создает добавочное напряжение в верхнем слое крышки нерадиационного блистера, а, во-вторых, подводящая к оболочке блистера энергия вызывает разогрев купола, имеющего плохой тепловой контакт с основой, что приводит к уменьшению предела прочности.

Диаметр кратера на рисунке в составляет ~ 10 мкм; на дне его образовалось много мелких блистеров диаметром 0,5 мкм, характерных для меньшей дозы облучения ионами гелия (см. рисунок, а). Наличие пор на облученной поверхности (см. рисунок, б) и мелких блистеров внутри кратеров (см. рисунок, в) свидетельствует о том, что толщина оболочек блистеров нерадиационного происхождения превышает толщину распылившихся оболочек гелиевых блистеров. Отсюда следует, что в присутствии блистеров нерадиационного происхождения нельзя говорить о дозе обрыва блистеринга, поскольку оболочки таких блистеров имеют разную толщину.



Поверхность Fe — Cr — Ni-сплава после облучения при комнатной температуре ионами He⁺ энергией 40 кэВ под углом 60° к поверхности при дозе облучения $6 \cdot 10^{18}$ (а) и $1,5 \cdot 10^{19}$ ион/см² (б, в)

Таким образом, в экспериментах по изучению закономерностей радиационного блистеринга необходим тщательный контроль за состоянием поверхности мишеней перед облучением в целях выявления нерадиационных блистеров и отбраковки образцов во избежание неправильной трактовки экспериментальных данных. В частности, при бомбардировке поверхности нержавеющей стали моноэнергетическим пучком ионов дейтерия энергией 20 кэВ мелкие блистеры, образующиеся на поверхности блистеров значительно большего диаметра, авторы работы [13] рассматривали как блистеры второго поколения. Однако при моноэнергетическом облучении блистеры последующих поколений образуются лишь внутри блистеров предыдущих поколений [14], к тому же при указанном режиме облучения вряд ли могли образоваться дейтериевые блистеры двух поколений [1, 15]. По-видимому, обнаруженные [13] блистеры большого диаметра имеют нерадиационное происхождение.

В заключение следует отметить, что водородный блистеринг, обусловленный наличием на поверхности первой стенки атомарного водорода и структурных дефектов в объеме материала стенки может привести к значительной эрозии первой стенки термоядерного реактора, изготовленной из нержавеющей стали, алюминия и его сплавов, склонных к химическому блистерингу. Во избежание этого целесообразно нанести на поверхность первой стенки тонкое покрытие из сплава титана ПТ-3В [16], в котором благодаря большой растворимости водорода блистеры практически не образуются.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kaminsky M., Das S. — In: Radiation Effects on Solid Surfaces. Advances in Chemistry, ser., 158. Washington, Amer. Chem. Soc., 1976, p. 112.
2. Das S. e.a. — In: Hydrogen in Metals. Onio, Amer. Soc. for Metals, 1973, p. 289.
3. Hess P. e.a. — Ibid., p. 277.
4. Kleun R. e.a. — Trans Met. Soc. AIME, 1968, v. 242, p. 237.

5. Бартл Д. и др. Технология химической и электрохимической обработки поверхности металлов. М., Машгиз, 1961, с. 258.
6. Гусев В. М. и др. — Приборы и техника эксперимента, 1968, т. 4, с. 19.
7. Колесниченко Я. П. и др. — Физика плазмы, 1976, т. 2, № 6, с. 911.
8. Bauer W. e.a. — Nucl. Fusion, 1979, v. 19, N 4, p. 93.
9. Гусев В. М. и др. — Атомная энергия, 1977, т. 42, вып. 6, с. 486.
10. Жабров Г. П. и др. — В кн.: Докл. Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Т. 3. Л., изд. НИИЭФА, 1977, с. 244.

11. Африканов И. Н. и др. — Атомная энергия, 1979, т. 46, вып. 3, с. 165.
12. Дашман С. Научные основы вакуумной техники. М., Мир, 1964.
13. Беграмбеков Л. Б. Докл. на сов.-амер. семинаре «Взаимодействие плазмы с поверхностью первой стенки в установках термоядерного синтеза». М., 1977.
14. Kaminsky M., Das S. — J. Nucl. Mater., 1978, v. 76, p. 256.
15. Behrisch R. e.a. — Ibid., 1976, v. 60, p. 321.
16. Гусева М. П. и др. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 3, с. 162.

Поступило в Редакцию 15.04.80

УДК 66.048.37:546.11.02.2

Влияние фазового состава питающего потока на расчет ректификации дейтерия

ЯРМОЛИК А. С.

В настоящее время при расчете ректификационных колонн используют аналитические уравнения, в которых предполагается, что питающим потоком является жидкость, нагретая до температуры кипения. При ректификации жидкого водорода и жидкостей с относительно низкой теплотой фазового перехода питающий поток может частично или полностью состоять из газовой фазы. Цель настоящей работы — показать, как изменяются расчетные уравнения и положение точки ввода, если питающий поток вводится в виде газовой фазы.

При расчете процессов массообмена эффективность аппаратов тарельчатого типа выражают числом теоретических ступеней разделения (ЧТСР), для аппаратов насадочного типа чаще рассчитывают число единиц переноса (ЧЕП). В работе [1] получен ряд удобных для инженерных расчетов уравнений, с помощью которых можно определить ЧТСР и ЧЕП при вводе питающего потока в жидкой фазе. Ниже приведены уравнения для нахождения ЧЕП и ЧТСР в обеих частях ректификационной колонны при вводе потока сырья в виде газовой фазы.

Извлекающая часть колонны. Используя метод точек пересечения, изложенный в работе [1] (рис. 1), получаем

уравнение для расчета ЧТСР:

$$N_T = \lg \frac{1-\delta}{1-\Gamma} / \lg \alpha \lambda, \quad (1)$$

где $\delta = R_{\min}/R$ — отношение минимального флегмового числа к действительному; Γ — степень извлечения; α — коэффициент разделения; λ — отношение потоков фаз в извлекающей части колонны.

Как видно из рис. 2, при условии пересечения рабочей линии с равновесной в точке А с координатами $y = y_F$, $x^* = \alpha y_F$

$$\lg \alpha_1 = \lambda_{\min} = \frac{R_{\min}}{R_{\min} + 1} = \frac{y_F - y_D}{\alpha y_F - y_D}, \quad (2)$$

где y_F , y_D — концентрация извлекаемого компонента в питающем потоке и дистиллате соответственно.

Решая уравнение (2) относительно $R_{\min}$ и учитывая, что при низкой концентрации y_F и значительном коэффициенте обогащения q

$$1 - y_D/y_F = \Gamma, \quad (3)$$

получаем следующее выражение

$$R_{\min} = \Gamma/(\alpha - 1). \quad (4)$$

Вывод уравнения для расчета ЧЕП извлекающей части колонны в случае ввода питающего потока в газовой фазе

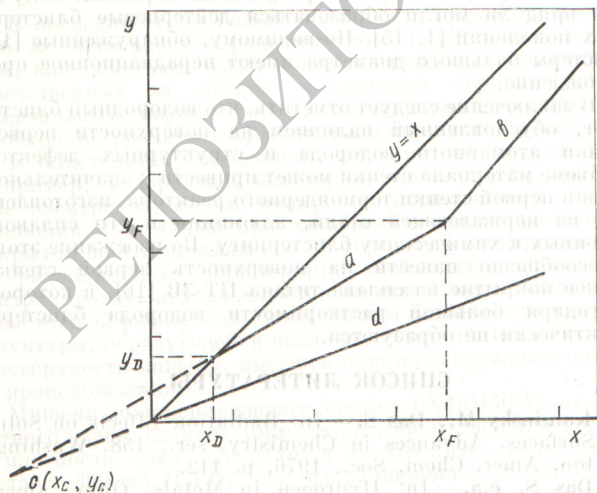


Рис. 1. y — x -Диаграмма колонны: a — рабочая линия извлекающей части колонны; b — рабочая линия концентрирующей части колонны; d — линия равновесия ТЛК; C — точка пересечения рабочей линии с равновесной

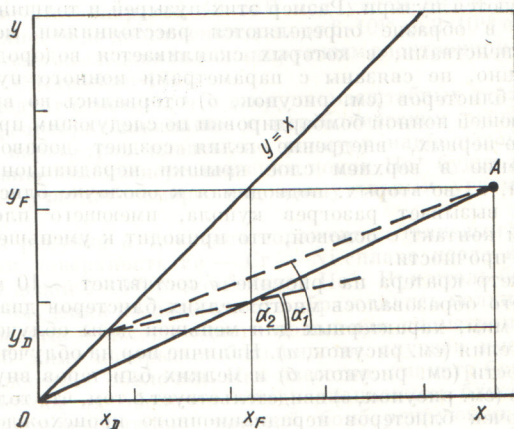


Рис. 2. Определение минимального наклона рабочей линии из условия равенства нулю движущей силы массообмена в точке ввода сырья: $\lg \alpha_1 = \lambda_{\min}$ — минимальный наклон при вводе сырья в газовой фазе; $\lg \alpha_2$ — то же при вводе в жидкой фазе