

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АДГЕЗИОННОЙ ПРОЧНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ СТИМУЛИРОВАННОГО ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ

Ю. Н. Борисенко, В. Т. Грицына, Т. В. Ивко

Отсутствие в настоящее время надежных методов определения адгезии тонких пленок к подложкам обуславливает необходимость разработок новых, зачастую нетрадиционных методов оценки качества сцепления слоев в тонкопленочных системах. Одним из таких методов является метод вздутия, основанный на вдувании газа в зону границы раздела пленка—подложка через заранее проделанное в пленке отверстие и определении критической величины давления, необходимого для образования в пограничной области газового вздутия постоянного размера [1]. Недостатком метода являются невысокая точность определения адгезионной прочности за счет искажения результатов эксперимента из-за существенных изменений прочностных характеристик пленки в зоне отверстия и сложность расчета силовых и энергетических характеристик адгезии тонкопленочных систем.

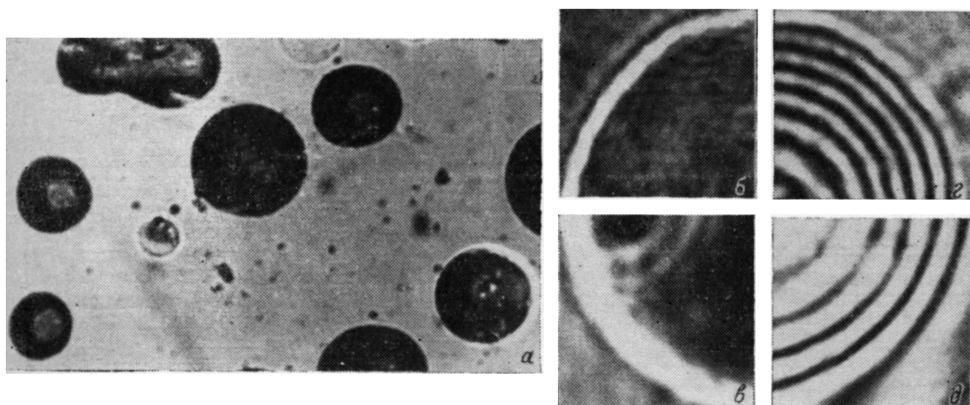


Рис. 1. Фотографии и интерферограммы газовых пузырей.

а — общий вид; б, г — эксперимент 1; в, д — эксперимент 2. Увеличение: а — 500×; б—д — 3000×.

Разработанный нами метод ионнестимулированного газовыделения, основанный на методе вздутия и заключающийся в облучении газовыми ионами тонкопленочной системы после ее изготовления с последующим анализом и расчетом параметров образовавшихся на границе раздела в ходе облучения газовых пузырей [2], позволяет преодолеть указанные недостатки. В то же время значительная погрешность в оценках адгезионной прочности тонкопленочных систем данным методом связана с невозможностью определения адгезионной прочности вне зоны ионизирующих излучений из-за одновременности протекания процессов облучения и пузыреобразования. Известно, однако, обусловленное характером адгезионного взаимодействия несоответствие величин адгезионной прочности тонкопленочных систем, находящихся вне и внутри зоны ионизирующих излучений [3].

Целью настоящей работы являлось исследование стимулированного газовыделения предварительно внедренных в подложку ионов с образованием пузырей на границе раздела и использование параметров пузырей для определения адгезионной прочности тонких пленок.

В работе исследовались адгезионные характеристики тонких пленок серебра, нанесенных на стекло. Микроскопные покровные стекла, используемые в качестве подложек, облучались ионами Ag^+ с энергией 40 кэВ интегральным потоком $2 \cdot 10^{18} - 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Затем подложки размещались в вакуумной камере и методом вакуумного испарения на их поверхность наносились пленки серебра толщиной $\sim 200 \text{ нм}$ при давлении $\sim 10^{-4} \text{ Па}$. Затем образцы помещались в печь, где проводился их отжиг при температуре 100°C в течение 1 ч, приводящий к образованию на границе раздела газовых пузырей диаметром не менее 10 мк (рис. 1, а). На интерферометре Линника исследовали газовые пузыри (рис. 1, б, г) и их интерферограммы (рис. 1, в, д).

Описанный порядок операций способствует эффективному выходу внедренного в подложку газа на границу раздела; при этом газовыделение становится термостимулированным, а преодоление сил сцепления пленки с подложкой давлением газа происходит в отсутствие радиационного воздействия на тонкопленочную систему, что позволяет провести расчет адгезионных характеристик без учета радиационного воздействия.

Расчет адгезионных характеристик тонкопленочной системы проводился по формулам, приведенным в [2],

$$f_n = d\varepsilon \left(\sigma_0 + \frac{2}{3} \frac{E}{1-\mu} \frac{\varepsilon^2}{4} \right), \quad (1)$$

$$W = \frac{d\varepsilon^2}{4} \left(\sigma_0 + \frac{2}{3} \frac{E}{1-\mu} \frac{\varepsilon^2}{4} \right), \quad \varepsilon = r/R_{кр}, \quad (2)$$

$$R_{кр} = \frac{R_m - R_n}{\lambda(m-n)}, \quad (3)$$

где f_n — сила отрыва на единицу длины контура пузыря (рис. 2); W — энергия адгезии; d — толщина пленки; r — радиус пузыря; $R_{кр}$ — радиус кривизны пузыря; σ_0 — внутреннее растягивающее напряжение в пленке

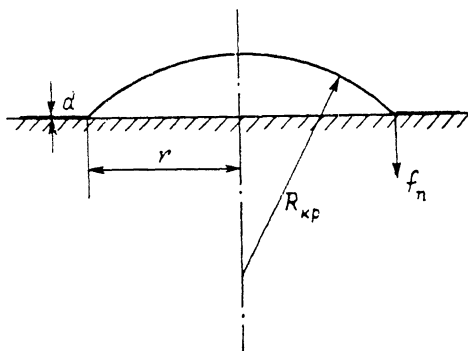


Рис. 2. Схема пузыря.

(определено с помощью методики рентгеновской тензометрии и равно $4 \cdot 10^7$ Н·м⁻²); E — модуль Юнга материала пленки; μ — коэффициент Пуассона; m, n — номера колец Ньютона; R_m, R_n — радиусы колец Ньютона; λ — длина волны падающего света.

Анализ формул (1) и (2) показывает, что в выражении в скобках второе слагаемое значительно больше первого, что обусловлено фактом образования пузырей в результате давления газа на границе раздела, а не действием внутренних напряжений в пленке. Отсюда $f_n \sim \varepsilon^3$. Для пузырей одинакового размера (r) $f_n \sim 1/R_{кр}^3$, а из формулы (3) следует, что

$$f_n \sim 1/(R_m - R_n)^3.$$

Это означает, что количество (или частота) колец Ньютона в пузыре характеризует адгезионную прочность пленки в представляемом методе (ср., например, интерферограммы на рис. 1, а и б).

Для проверки достоверности данных, получаемых настоящим методом, проведено сравнение известных тенденций изменения адгезионной прочности тонкопленочных систем при варьировании технологических условий нанесения тонкопленочных покрытий измерением адгезионной прочности различными способами. В частности, были получены две серии пленок с различным качеством очистки подложек. Их адгезионная прочность была измерена методом нормального отрыва. Обе серии затем были испытаны предлагаемым методом (рис. 1, б—д соответственно), а серия 1 — еще и методом, описанном в [2]. В таблице представлены величины ε , f_n и W для обеих серий (эксперименты 1 и 2 соответственно), а также результаты измерений адгезионной прочности методом нормального отрыва.

Номер эксперимента	Номер серии	Адгезионные характеристики, полученные расчетом параметров газовых пузырей			Адгезионная прочность, измеренная методом нормального отрыва
		ε	f_n , Н·м ⁻¹	W , Дж·м ⁻²	$F_{отр} \times 10^6$, Па
1	1	0.47	228.8	26.9	3.4
2	2	0.17	10.8	0.5	0.6
3	1	0.40	140.8	14.1	3.4
					(до облучения)
					0.8
					(после облучения)

Очевидна корреляция результатов, полученных независимо двумя методами измерения адгезионной прочности, что подтверждает достоверность данных, полученных предлагаемым методом. В то же время интерпретация данных, полученных с помощью метода [2] для серии 1 (эксперимент 3), затруднена, так как адгезия в зоне излучения может быть либо значительно понижена из-за воздействия излучения на пограничный двойной электростатический слой, играющий важную, а иногда определяющую роль в адгезионном взаимодействии тонкопленочных систем [3], либо, наоборот, значительно повышена радиационным «сшиванием» элементов системы, особенно существенным при повышении ионного облучения [4]. О значительном изменении адгезионной прочности тонкопленочной системы под действием ионного облучения (ионы H^+ с энергией 40 кэВ интегральным потоком $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$) в эксперименте 3 свидетельствуют также результаты, полученные методом нормального отрыва (см. таблицу).

Таким образом, экспериментальные исследования параметров пузырей, образующихся при термостимулированном газовыделении внедренных ионов, позволили предложить метод определения адгезионной прочности и рассчитать адгезионные характеристики в системе пленка—подложка.

Список литературы

- [1] Зимон А. Д. Адгезия пленок и покрытий. М.: Химия, 1977.
- [2] Борисенко Ю. Н., Грицына В. Т., Поляков Н. И., Цыганок В. И. // Поверхность. 1984. № 11. С. 129—132.
- [3] Адагуров А. Ф., Борисенко Ю. Н., Грицына В. Т., Лазурик В. Т. // Электрон. обраб. материалов. 1984. № 4 (118). С. 21—23.
- [4] Борисенко Ю. Н., Грицына В. Т., Красюк А. Д., Ченакин С. П. // Поверхность. 1986. № 3. С. 99—103.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Поступило в Редакцию
18 ноября 1988 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 12, 1989

ДОУСКОРЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

Л. Г. Дубас

Задача формирования релятивистского электронного потока в параксиальном приближении рассматривалась в работах [1, 2], где было получено простейшее обобщение известных представлений о формировании нерелятивистского потока. В случае простейшего одномерного параксиального потока [2] решение для зависимости продольного положения электронов определяется следующим выражением

$$z = z_* + \int_{\gamma^*}^{\gamma} \frac{d\gamma}{\sqrt{2j \operatorname{arctg} \sqrt{\gamma^2 - 1} + F^2}}; \quad j = \frac{j_s}{1356 \text{ А}}; \quad F = \text{const}, \quad (1)$$

где γ — релятивистский фактор, j_s — продольная плотность тока.

Без учета собственного магнитного поля эта задача имеет простое решение [3], которое в ультрарелятивистском приближении имеет следующий вид:

$$z = z_* + \sqrt{2j \left(\gamma - \gamma^* + \frac{F^2}{2j} \right)}. \quad (2)$$

Учет собственного магнитного поля наиболее существен при релятивистских энергиях электронов. Поэтому в данной работе ограничимся рассмотрением электронного потока, стартующего с энергией > 200 кэВ.

Цель работы заключается в решении внутренней задачи синтеза для ультрарелятивистского электронного потока. Современные представления приводят к невозможности точного формирования релятивистского одномерного потока [2]. Однако возможно практически точное решение задачи формирования ультрарелятивистского одномерного потока, стартующего с ультрарелятивистских энергий электронов, с конечным поперечным размером потока.