



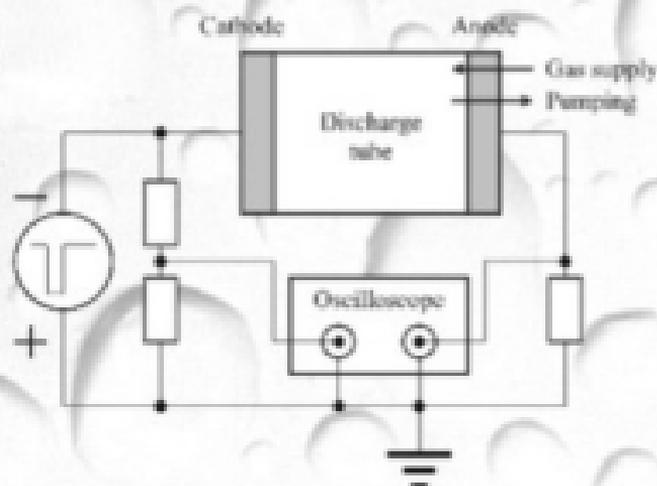
**Журнал фізики
та інженерії
поверхні**

**Журнал физики
и инженерии
поверхности**

Том 1, № 4

Vol. 1, No. 4

**Journal of
Surface Physics
and Engineering**



2016

ISSN 2519-2493(Online)

ISSN 2519-2485(Print)

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені В. Н. КАРАЗІНА
НАУКОВИЙ ФІЗИКО-ТЕХНОЛОГІЧНИЙ ЦЕНТР МОН та НАН УКРАЇНИ

НАУКОВИЙ ЖУРНАЛ

Журнал фізики та інженерії поверхні

Журнал фізики и инженерии поверхности

ЗАСНОВАНИЙ У 2016 РОЦІ

ВИДАЄТЬСЯ 4 РАЗИ НА РІК

Journal of Surface Physics and Engineering

Том 1, № 4, жовтень – грудень 2016

ХАРКІВ

«Журнал фізики та інженерії поверхні» висвітлює досягнення і проблеми плазмових, радіаційних, лазерних та комплексних фізичних технологій, а також дослідження процесів формування тонких плівок та модифікації поверхонь матеріалів, фізичних властивостей виникаючих структур, проблем економіки та підготовки кадрів у галузі високих технологій.

«Журнал физики и инженерии поверхности» освещает достижения и проблемы плазменных, радиационных, лазерных и комплексных физических технологий, а также исследования процессов формирования тонких пленок и модификации поверхностей материалов, физических свойств возникающих структур, проблем экономики и подготовки кадров в области высоких технологий.

«Journal of Surface Physics and Engineering» highlights the achievements and problems of plasma, radiation, laser and complex physical technologies as well as research of thin film formation and surface modification, physical properties of resulting structures, economic issues and education in the field of high technologies.

Редакційна колегія

Азаренков М. О. (головний редактор), Фаренік В. І. (перший заступник головного редактора), Береснев В. М. (заступник головного редактора), Турбін П. В. (заступник головного редактора), Удовицький В. Г. (відповідальний секретар), Агеєв Л. О., Андреев А. О., Бакай О. С., Бізюков О. А., Брагіна Л. Л., Воеводін В. М., Войцєня В. С., Гірка І. О., Гордієнко Ю. Є., Дзюбенко М. І., Дудін С. В., Довбня А. М., Єгорєнков В. Д., Єрмолаєв О. М., Жуковські П. (Люблін, Польща), Клепиков В. Ф., Ковтун Г. П., Кондратенко А. М., Костюк Г. І., Курода С. (Сенген, Японія), Лавриненко С. Д., Литвиненко В. В., Литовченко С. В., Милославський В. К., Мисаєлідес П. (Тесалоніки, Греція), Неклюдов І. М., Погребняк О. Д., Соболев О. В., Хороших В. М., Целуйко О. Ф.

Адреса редакції: НФТЦ МОН та НАН України, майдан Свободи, 6, м. Харків, 61022, а/с 4499, Україна

Тел. 38 057 7054667, e-mail: journal_pse@ukr.net, <http://www.pse.scpt.org.ua>

Редакционная коллегия

Азаренков Н. А. (главный редактор), Фареник В. И. (первый заместитель главного редактора), Береснев В. М. (заместитель главного редактора), Турбин П. В. (заместитель главного редактора), Удовицкий В. Г. (ответственный секретарь), Агеев Л. А., Андреев А. А., Бакай А. С., Бизюков А. А., Брагина Л. Л., Воеводин В. Н., Войцєня В. С., Гирка И. А., Гордиенко Ю. Е., Дзюбенко М. И., Дудин С. В., Довбня А. Н., Егорєнков В. Д., Ермолаєв А. М., Жуковски П. (Люблин, Польша), Клепиков В. Ф., Ковтун Г. П., Кондратенко А. Н., Костюк Г. И., Курода С. (Сенген, Япония), Лавриненко С. Д., Литвиненко В. В., Литовченко С. В., Милославский В. К., Мисаэлидэс П. (Тессалоники, Греция), Неклюдов И. М., Погребняк А. Д., Соболев О. В., Хороших В. М., Целуйко А. Ф.

Адрес редакции: НФТЦ МОН и НАН Украины, площадь Свободы, 6, г. Харьков, 61022, п/я 4499, Украина

Тел. 38 057 7054667, e-mail: journal_pse@ukr.net, <http://www.pse.scpt.org.ua>

Editorial Board

Azarenkov M. O. (Editor-in-Chief), Farenik V. I. (Vice Editor-in-Chief), Beresnev V. M. (Associate Editor-in-Chief), Turbin P. V. (Associate Editor-in-Chief), Udovytskyi V. G. (Executive secretary), Ageiev L. O., Andreiev A. O., Bakai O. S., Biziukov O. A., Bragina L. L., Dziubenko M. I., Dudin S. V., Dovbnia A. M., Girka I. O., Gordiienko Yu. Ye., Khoroshikh V. M., Klepikov V. F., Kovtun G. P., Kondratenko A. M., Kostyuk G. I., Kuroda S. (Sengen, Japan), Lavrinenko S. D., Lytvynenko V. V., Lytovchenko S. V., Miloslavsky V. K., Missaelides P. (Thessaloniki, Greece), Nekliudov I. M., Pogrebnyak O. D., Sobol O. V., Tseluiko O. F., Voievodin V. M., Voitsenia V. S., Yegorenkov V. D., Yermolaiev O. M., Zhukowsky P. (Lyublin, Poland).

Address: SCPT MES & NAS Ukraine, 6 Svobody Sq., Kharkiv, 61022, box 4499, Ukraine
Tel. 38 057 7054667, e-mail: journal_pse@ukr.net, <http://www.pse.scpt.org.ua>

Затверджено до друку рішенням

Вченої ради Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, (протокол № 11 від 28 грудня 2016 р.)

Вченої ради Наукового фізико-технологічного центру, (протокол № 10 від 28 грудня 2016 р.)

Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування.

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ 21918-11818Р від 18.01.2016.

© Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, оформлення, 2016

© Науковий фізико-технічний центр, оригінал-макет, 2016

<i>Калиниченко А. И., Перепёлкин С. С., Стрельницкий В. Е.</i> Влияние угла падения пучка ионов на внутренние напряжения в осаждаемом покрытии.....	338
<i>Йулдашев Х. Т., Касымов Ш. С.</i> Исследование газоразрядного промежутка в камерах ионизационного типа зондовым методом.....	346
<i>Lisovskiy V. A., Ogloblina P. A., Dudin S. V., Yegorenkov V. D., Dakhov A. N.</i> Formation stages of pulsed discharge in oxygen and carbon tetrafluoride.....	351
<i>Аксёнов Д. С., Аксёнов И. И., Стрельницкий В. Е.</i> Программно-аппаратный комплекс для оптимизации транспортирующих свойств вакуумно-дуговых фильтров.....	361
<i>Капустяник В. Б., Турко Б. І., Рудик Ю. В., Рудик В. П., Васьків А. П., Топоровська Л. Р.</i> Розроблення фільтрів ультрафіолету з використанням методу математичного моделювання.....	373
<i>Мизерник В. Н., Шматько А. А., Одаренко Е. Н., Галенко А. Ю.</i> Собственные волны одномерного гиротропного магнитофотонного кристалла (аналитический подход).....	378
<i>Васильев В. В., Лучанинов А. А., Решетняк Е. Н., Стрельницкий В. Е.</i> Рентгенографическое исследование структуры и напряженного состояния TiN покрытий, осажденных из фильтрованной вакуумно-дуговой плазмы в газовой смеси N ₂ и Ar.....	387
<i>Бартак В. А., Толстолицкая Г. Д.</i> Влияние плазменных вакуумно-дуговых покрытий CrN, CrAl и Al ₂ O ₃ на процесс насыщения дейтерием сплава Zr + 1 % Nb.....	398
<i>Kazachkova N.</i> Three stages of the future physics researchers training at V. N. Karazin KhNU — SCPT laboratory.....	404
<i>Правила оформлення статей.....</i>	408
<i>Правила оформления статей.....</i>	409
<i>Information for authors.....</i>	410

ВЛИЯНИЕ УГЛА ПАДЕНИЯ ПУЧКА ИОНОВ НА ВНУТРЕННИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В ОСАЖДАЕМОМ ПОКРЫТИИ

А. И. Калиниченко, С. С. Перепёлкин, В. Е. Стрельницкий

¹Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
г. Харьков, Украина

Поступила в редакцию 14.12.16

В модели нелокального термоупругого пика низкоэнергетического иона получена формула для внутренних напряжений в покрытии, осаждаемом из наклонного пучка ионов в режимах постоянного и импульсного потенциала смещения. Предполагается, что деформация при ионной бомбардировке определяется плотностью дефектов, порождаемых первичным ионом, за вычетом дефектов, удаляемых в процессе ионного распыления. Проведен расчет напряжений в TiN покрытии, осаждаемом из потока ионов Ti в режиме импульсного потенциала при различных углах падения ионов. Показано, что напряжения при углах падения $\alpha \neq 0$ могут быть как меньше, так и больше напряжений, возникающих при нормальном падении ионов, в зависимости от величины потенциала. Установлено немонотонное поведение внутренних напряжений с возрастанием угла падения. **Ключевые слова:** вакуумно-дуговое осаждение покрытий, наклонный пучок ионов, внутренние напряжения.

ВПЛИВ КУТА ПАДІННЯ ПУЧКА ІОНІВ НА ВНУТРІШНІ НАПРУЖЕННЯ В ОСАДЖУВАНОМУ ПОКРИТТІ

О. І. Калініченко, С. С. Перепьолкін, В. Є. Стрельницький

У моделі нелокального термопружного піка низькоенергетичного іона отримана формула для внутрішніх напружень в покритті, що осаджується з похилого пучка іонів у режимах постійного та імпульсного потенціалу. Припускається, що деформація при іонному бомбардуванні визначається щільністю дефектів, які породжуються первинним іоном, за виключенням дефектів, які видаляються в процесі іонного розпилення. Проведено розрахунок напружень в TiN покритті, що осаджується з потоку іонів Ti в режимі імпульсного потенціалу при різних кутах падіння іонів. Показано, що напруження при кутах падіння $\alpha \neq 0$ можуть бути як менше, так і більше напружень, що виникають при нормальному падінні іонів в залежності від величини потенціалу. Встановлено немонотонне поведіння внутрішніх напружень зі зростанням кута падіння. **Ключові слова:** вакуумно-дугове осадження покриттів, похилий пучок іонів, внутрішні напруження.

INFLUENCE OF INCIDENT ANGLE OF ION BEAM ON INTRINSIC STRESS IN DEPOSITED COATING

A. I. Kalinichenko, S. S. Perepelkin, V. E. Strel'nitskij

In the model of the nonlocal thermoelastic peak of low energy ion, formula for intrinsic stress in the coating deposited from an inclined beam of ions in the modes of continuous and pulsed bias potential is obtained. It is shown that deformation of the coating by ion bombardment depends on the density of defects generated by primary ion minus those defects which are removed in the sputtering process. With the help of obtained formula the stress calculation is carried out for TiN coating deposited from beam of Ti ions in the pulse potential mode for different incident angles. Calculation shows that stresses at incident angles $\alpha \neq 0$ can be both less and more than stress arising at normal incidence of the ions, depending on the bias potential. Non-monotonic behavior of intrinsic stress with incidence angle increasing is established. **Keywords:** vacuum arc deposition, inclined ion beam, intrinsic stress.

ВВЕДЕНИЕ

Задача осаждения покрытий плазменно-ионными методами на изделия сложной

геометрической формы порождает проблему влияния угла падения ионов на структурные, механические и коррозионные

свойства осаждаемого покрытия. Как показано экспериментально [1] и подтверждено моделированием методом молекулярной динамики [2], такое влияние действительно имеет место. Одной из ключевых характеристик, которая, в свою очередь, определяет ряд других важных технологических параметров покрытия, является внутреннее напряжение в покрытии. В частности, внутреннее напряжение влияет на плотность и твердость покрытия и адгезионную прочность его связи с подложкой [3]. В ряде случаев, как это имеет место в случае углеродного покрытия, внутреннее напряжение влияет также на его структуру, определяя к какой аллотропной модификации относится материал покрытия [4]. Можно предположить, что изменение угла падения осаждаемых ионов на поверхность изделия существенно влияет на качество покрытия, изменяя внутреннее напряжение в нем. Таким образом, задача исследования зависимости внутренних напряжений в осаждаемом покрытии от угла падения ионов является актуальной и практически важной.

Ранее нами была разработана теория образования внутренних напряжений в покрытиях при плазменно-ионном осаждении, основанная на модели нелокального термоупругого пика (НТП) низкоэнергетического иона (см., напр. [4–6]). Теория позволяла исследовать величину внутренних напряжений в зависимости от температуры осаждения, сорта, энергии и зарядности осаждаемых ионов в режимах постоянного и импульсного потенциалов на подложке. Сравнение результатов расчетов напряжений с экспериментальными данными показало их качественное согласие для целого ряда практически важных случаев, в частности, для алмазоподобных и нитридных покрытий [5, 6]. Следует, однако, подчеркнуть, что все расчеты, как и экспериментальные данные, относились к случаю нормального падения потока ионов на осаждаемое покрытие (угол падения $\alpha = 0$).

В настоящей работе анализируется возможность использования модели НТП для описания внутренних напряжений в покрытии при плазменно-ионном осаждении

в случае скользящего падения потока ионов на осаждаемое покрытие (угол падения $\alpha \neq 0$). С учетом экспериментальных данных предлагается модификация полученных ранее формул для описания внутренних напряжений в покрытии. Модифицированная формула используется для расчета внутренних напряжений в покрытиях TiN при различных углах падения потока ионов Ti на осаждаемую поверхность.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для описания внутренних напряжений в случае скользящего падения пучка ионов на поверхность осаждения (угол падения $\alpha \neq 0$) прежде всего анализировалась возможность формального использования полученных ранее формул. При изменении угла падения следует принять во внимание указанные ниже обстоятельства.

1. Изменение геометрических параметров НТП иона, а именно, его радиуса, формы и расположения относительно поверхности облучаемого тела. Для учета изменения геометрических параметров НТП необходимо провести комплекс машинных экспериментов с помощью программного пакета SRIM2000 [7], моделирующих каскады возбужденных атомов, и на основе анализа геометрических характеристик модельных каскадов модифицировать разработанную ранее математическую модель НТП иона на случай скользящего падения иона на облучаемую поверхность.

2. Изменение энергосодержания НТП, задаваемого фоновыми потерями первичного иона, которое можно учесть путем расчета фоновых потерь иона при скользящем падении с помощью программного пакета SRIM2000.

3. Изменение плотности потока ионов, падающих на поверхность и вызывающих изменение средней температуры поверхности, при которой происходит осаждение. В качестве первого приближения представляется возможным воспользоваться «законом косинусов», в соответствии с которым плотность потока ионов при наклонном падении изменяется пропорционально косинусу угла падения.

4. Изменение числа точечных дефектов, образуемых первичным ионом, и определяющих в соответствии с разработанной моделью деформацию осаждаемого покрытия. Число дефектов при скользящем падении также может быть определено с помощью программного пакета SRIM2000.

Факторы, отмеченные в пп. 1–3, влияют на температуру в пиках ионов и, следовательно, определяют скорость миграции дефектов и, следовательно, скорость релаксации напряжений в покрытии. Напротив, фактор, указанный в п. 4, определяет скорость роста внутренних напряжений. Равновесное напряжение в покрытии определяется из условия равенства скоростей появления и убыли дефектов [3].

Результаты моделирования для многокомпонентных покрытий с помощью программного пакета SRIM2000 показали, что в случае нормального падения низкоэнергетического иона его НТП может аппроксимироваться сферическим сегментом, примыкающим к поверхности мишени. Основными параметрами НТП являются радиус

$$R(t, E) = l(E) / 2 + R_r(t) \quad (1)$$

и энергосодержание пика

$$E_{ph}(E) = \eta(E) E. \quad (2)$$

Здесь $l(E)$ — средний проективный пробег и $\eta(E)$ — доля фонных потерь иона, вычисляемые с использованием SRIM2000, $R_r(t)$ — радиус «сферы размывания» точечного теплового источника за время t . Центр НТП лежит на середине среднего проективного пробега иона l [6].

Анализ геометрических характеристик каскадов возбужденных атомов, порождаемых ионом при различных энергиях и углах падения, позволяет сделать вывод, что радиус НТП слабо зависит от угла падения α , тогда как положение НТП относительно границы определяется поворотом НТП на угол α относительно точки влета иона в плоскости, задаваемой нормалью к поверхности мишени и вектором скорости иона (см. рис. 1).

При произвольном угле падения α объем НТП определяется выражением:

$$V(t, E, \alpha) = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{l(E)}{2} + R_r(t) \right)^3 - \frac{\pi}{3} \left[\frac{l(E)}{2} (1 - \cos \alpha) + R_r(t) \right]^2 \times \left[l(E) \left(1 + \frac{1}{2} \cos \alpha \right) + 2R_r(t) \right]. \quad (3)$$

Можно показать, что при увеличении α от 0° до 90° объем пика монотонно уменьшается. При нормальном падении $\alpha = 0^\circ$ выражение (3) совпадает с выражением, приведенным в [4–6].

Энергосодержание пика $E_{ph}(E, \alpha)$ определяется выражением (2) и, как и объем пика, теперь зависит от угла α . Функции $l(E)$ и вычисляются с помощью программного пакета SRIM2000.

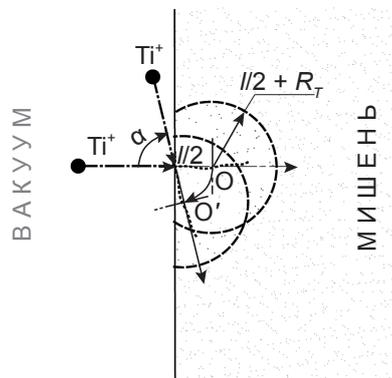


Рис. 1. Схема трансформации НТП при изменении угла падения иона

Вычисленные функции $V(t, E, \alpha)$ и $E_{ph}(E, \alpha)$ позволяют определить среднюю температуру НТП при наклонном падении пучка ионов

$$T(t, E, T_0, \alpha) = \frac{E_{ph}(E, \alpha)}{\rho C V(t, E, \alpha)} + T_0, \quad (4)$$

где ρ , C и T_0 — плотность, удельная теплоемкость и температура осаждения покрытия, соответственно. Отметим, что при температурах выше комнатных

можно не учитывать зависимость теплоемкости C от температуры, принимая ее равной ее высокотемпературному пределу.

Полученные значения $V(t, E, \alpha)$ и $T(t, E, T_0, \alpha)$ использовались для расчёта скорости релаксации внутренних напряжений в покрытии, определяемой числом термоактивированных переходов $w(E, u, T_0, \alpha)$ в НТП иона:

$$w(E, T_0, \alpha) = n_0 \nu \int_0^{\tau_c} V(t, E, \alpha) e^{-\frac{u}{k_B T(t, E, T_0, \alpha)}} dt, \quad (5)$$

где k_B — постоянная Больцмана, n_0 — концентрация атомов мишени, ν — частота колебаний атома, τ_c — время жизни НТП, u — энергия активации процесса миграции дефекта.

Внутренние напряжения формируются в результате образования дефектов при имплантации ионов и релаксации напряжений в ходе миграции дефектов в НТП ионов [3, 8]. Для определения внутренних напряжений, возникающих в покрытиях при наклонном падении пучка ионов, необходимо вычислить объёмную деформацию мишени. При выводе формулы для напряжений предполагаем, как и в [3, 8], линейную зависимость между объёмной деформацией мишени и плотностью дефектов, образующихся в результате рассеяния иона на атомах мишени. Результирующая скорость, в расчете на единицу площади, с которой дефекты внедряются в пленку, задается разностью между скоростью появления дефектов за счет имплантации ионов и скоростью их убыли за счет термоактивированной миграции. Вычисления скорости образования дефектов приводят к следующей формуле для расчета внутренних напряжений σ в покрытиях, осаждаемых из наклонного потока разнозарядных ионов в режимах постоянного и импульсного потенциала смещения:

$$\sigma(U, \alpha) = A \frac{E_Y}{1 - \Pi} \frac{ft_p \sum_i \chi_i \zeta(i(U + U_f + E_{0i}), \alpha) + (1 - ft_p) \sum_i \chi_i \zeta(i(U_1 + U_f + E_{0i}), \alpha)}{1 + ft_p \sum_i \chi_i w(i(U + U_f + E_{0i}), \alpha) + (1 - ft_p) \sum_i \chi_i w(i(U_1 + U_f + E_{0i}), \alpha)}. \quad (6)$$

Здесь E_Y и Π — модуль Юнга и коэффициент Пуассона материала мишени, t_p — длительность прямоугольного импульса потенциала с амплитудой U , f — частота следования импульсов, U_f — плавающий потенциал, U_1 — потенциал, подаваемый на подложку между импульсами, χ_i и E_{0i} — доля ионов с зарядом i (в единицах заряда протона) и начальная энергия иона в расчете на единицу заряда, соответственно. Суммирование проводится по n зарядовым состояниям ионов (как правило, $n \leq 5$). Функции $\zeta(E, \alpha)$ и $w(E, T_0, \alpha)$, определяющие процесс образования дефектов и их миграции, соответственно, теперь являются также функциями угла падения ионов α . Параметр A и значение энергии активации миграции дефектов u определяются из сравнения теоретической зависимости с данными эксперимента при нормальном падении ионов $\alpha = 0$. Формула (6) описывает внутренние напряжения, возникающие в покрытиях при осаждении однокомпонентного пучка разнозарядных ионов в режимах как постоянного ($ft_p = 1$), так и импульсного $ft_p < 1$ потенциала на подложке.

Температура осаждения T_0 , зависящая как от энергии ионов, так и от угла падения, задается соотношением:

$$T_0(U, \alpha) = T_{00} + \mu j \cos \alpha \times \left[(1 - ft_p) \sum_i \chi_i (U_1 + U_f + E_{0i}) + ft_p \sum_i \chi_i (U + U_f + E_{0i}) \right], \quad (7)$$

где T_{00} — температура необлучаемой подложки, j — плотность потока осаждаемых ионов, μ — подгоночный параметр, выбираемый из условия равенства температуры осаждения экспериментально наблюдаемой величине.

Формула (6) позволила, в рамках модели НТП, объяснить ряд закономерностей, наблюдающихся при осаждении DLC и TiN покрытий в режиме постоянного и импульсного потенциала при нормальном падении

ионов на осаждаемую поверхность [4–6]. В то же время использование (во всяком случае, в прежнем виде) этой формулы для описания внутренних напряжений, возникающих в осаждаемом покрытии при скользящем падении ионов, дает результаты, которые не согласуются как с экспериментальными данными, так и с результатами моделирования методами молекулярной динамики. Так, расчет по формуле (6) дает увеличение внутренних напряжений во всем диапазоне энергий ионов Ti, используемых при осаждении TiN покрытия вопреки тому, что повышение температуры в пиках ионов при скользящем падении должно приводить к ускорению миграции дефектов, то есть к возрастанию функции $w(E, T_0, \alpha)$ и уменьшению напряжений. Причина увеличения напряжений состоит в том, что при скользящем падении заметно возрастает число дефектов, задаваемых функцией $\zeta(E, \alpha)$, что с избытком компенсирует температурный эффект снижения напряжений. В противоположность этому, в [1] показано, что при осаждении DLC покрытия под скользящими углами ($\alpha \sim \pi/2$) в покрытии уменьшается доля sp^3 -связей, что косвенно свидетельствует об уменьшении величины внутренних напряжений сжатия [4]. Такой вывод подтверждается результатами моделирования [2], согласно которым внутреннее напряжение в осаждаемом DLC покрытии снижается при изменении α от 0 до $\pi/4$. Экспериментальные исследования зависимости величины внутренних напряжений в покрытии TiN, осаждаемом в DC-режиме, также подтверждают уменьшение напряжений при росте угла падения, тогда как результаты, касающиеся импульсного режима осаждения, не столь однозначны [9].

Описанное расхождение теории и эксперимента можно объяснить если внести определенные коррективы в функцию $\zeta(E, \alpha)$, задающую число стабильных дефектов, создаваемых в основном первичным

ионом. Для этого необходимо учесть, что часть дефектов (междоузлий) $\zeta(E, \alpha)$, создающих долговременную деформацию, удаляются из материала мишени в результате распыления. Пусть общее число дефектов, создаваемых как первичным ионом, так и всеми вторичными ионами, задается функцией $\zeta_{total}(E, \alpha)$, а общее число распыленных атомов — функцией $\psi_{total}(E, \alpha)$. Обе эти функции, так же как и функция $\zeta(E, \alpha)$, могут быть получены с использованием программного пакета SRIM2000. Поскольку распыляются только атомы из числа $\zeta_{total}(E, \alpha)$, то часть распыленных стабильных дефектов задается выражением

$$\psi(E, \alpha) = k\psi_{total}(E, \alpha) \frac{\zeta(E, \alpha)}{\zeta_{total}(E, \alpha)}, \quad (8)$$

где $k \sim 1$ — неопределенный параметр, в дальнейших расчетах принимаемый равным единице. В результате число стабильных дефектов, не удаленных из материала в результате распыления, задается выражением

$$\begin{aligned} \zeta^*(E, \alpha) &= \zeta(E, \alpha) - \Delta\zeta(E, \alpha) = \\ &= \zeta(E, \alpha) \left(1 - \frac{\psi_{total}(E, \alpha)}{\zeta_{total}(E, \alpha)} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

которое должно быть подставлено в (6) вместо функции $\zeta(E, \alpha)$.

Таким образом, предполагается, что деформация материала при ионной бомбардировке определяется плотностью дефектов, порождаемых первичным ионом за вычетом тех из них, которые удаляются в процессе ионного распыления материала покрытия. С учетом сказанного модифицированная формула для расчета внутренних напряжений в осаждаемом покрытии при произвольном угле падения α осаждаемых ионов приобретает вид:

$$\begin{aligned} \sigma(U, \alpha) &= \\ &= A \frac{E_y}{1 - \Pi} \frac{ft_p \sum_i \chi_i \zeta^*(i(U + U_f) + E_0, \alpha) + (1 - ft_p) \sum_i \chi_i \zeta^*(iU_f + E_0, \alpha)}{1 + ft_p \sum_i \chi_i w(i(U + U_f) + E_0, \alpha) + (1 - ft_p) \sum_i \chi_i w(iU_f + E_0, \alpha)}. \end{aligned} \quad (10)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Выражение (10) позволяет определить значение внутреннего напряжения сжатия σ в покрытиях, осаждаемых из потока ионов в режимах постоянного и импульсного потенциалов. Расчет внутренних напряжений в TiN покрытия проводился с использованием формулы (19) при следующих значениях параметров: $u = 0,54$ эВ, $U_f = 20$ В, $E_0 = 80$ эВ, $t_p = 5$ мкс, $f = 24$ кГц, $T_{00} = 300$ К. Параметры НТП ионов Ti в материале покрытия TiN, необходимые для вычисления функций $\zeta^*(E)$ и $w(E)$, определялись с использованием программного пакета SRIM2000. При расчетах также принималось $\mu_j = 0,254$ К/В, что соответствовало средней температуре осаждения $T_0 = 411$ К в режиме импульсного

потенциала и при нормальном падении осаждаемого пучка на поверхность покрытия. Значения параметров χ_i и E_{oi} для ионов Ti брались из монографии [10].

На рис. 2 представлен вид функции $\gamma(E, \alpha) = \psi_{total}(E, \alpha) / \zeta_{total}(E, \alpha)$ для случая ионов Ti, бомбардирующих мишень TiN, для двух значений угла падения $\alpha = 0$ и $\alpha = 80^\circ$. Расчет функций $\zeta, \zeta_{total}, \psi_{total}$ проводился с помощью SRIM2000.

Как видно из рис. 2, относительное уменьшение количества долгоживущих дефектов за счет их распыления в случае нормального падения иона сравнительно невелико и медленно меняется от 0,4 до 0,2 в диапазоне энергий иона от 0,2 до 2,5 кэВ. Для качественного анализа можно заменить функцию $\gamma(E, 0)$ константой $\gamma \approx 0,3$. В принятом приближении учет распыления при нормальном падении мало изменяет форму кривой напряжений $\sigma(E)$, приводя лишь к перенормировке подгоночного параметра A в выражении (10). Таким образом, полученные ранее результаты расчетов внутренних напряжений в TiN покрытия при нормальном падении осаждаемого пучка ионов Ti, в которых не учитывалось распыление, качественно правильно описывают возникающие напряжения и нуждаются лишь в небольшой коррекции.

Роль распыления резко возрастает при больших углах падения. Как видно из

рис. 2, при угле падения иона $\alpha = 80^\circ$ число распыленных дефектов увеличивается в ~ 3 раза, что должно существенно понизить уровень внутренних напряжений в покрытии TiN, осаждаемом из пучка ионов Ti.

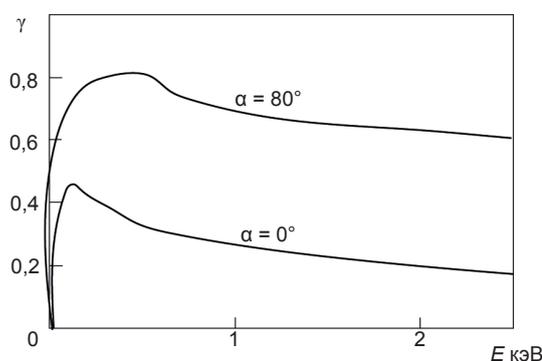


Рис. 2. Функция $\gamma(E, \alpha)$ для двух различных значений угла падения иона

На рис. 3 представлены результаты расчетов внутренних напряжений в покрытии TiN, осаждаемом из потока ионов Ti при различных углах падения ионов. Из рисунка следует, что напряжения при косом падении могут быть как меньше, так и больше напряжений, возникающих при нормальном падении осаждаемых ионов, в зависимости от величины импульсного потенциала. Более того, напряжения изменяются немонотонно при увеличении угла падения. В частности, как видно из рис. 3, напряжения, возникающие при угле падения $\alpha = 80^\circ$ превышают напряжения при $\alpha = 60^\circ$ и при любых значениях импульсного потенциала из интервала 0–2,5 кВ. Это еще раз подчеркивает, что для оптимального выбора параметров процесса осаждения — импульсного потенциала, длительности и частоты импульсов, температуры осаждения, угла падения ионов — необходимо иметь физически обоснованную теорию возникновения внутренних напряжений в осаждаемом покрытии, учитывающую все особенности процесса осаждения и позволяющую делать количественные предсказания. К сожалению, почти полное отсутствие экспериментальных данных по внутренним напряжениям в осаждаемых покрытиях при скользящих углах падения ионов не позволяет в достаточной мере проверить правильность теоретических предсказаний.

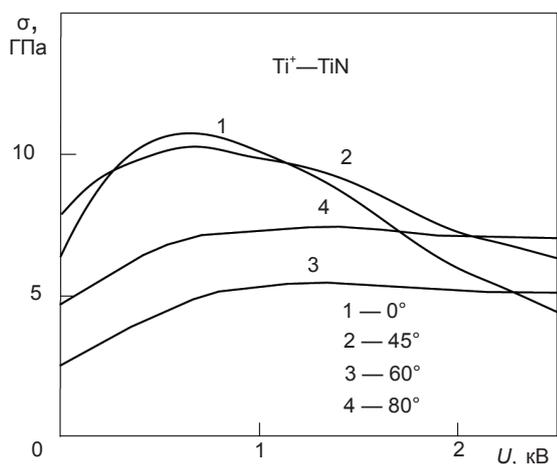


Рис. 3. Внутренние напряжения в покрытии TiN, осаждаемом из потока ионов Ti в импульсном режиме при углах падения $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ (кривые 1–4, соответственно)

ВЫВОДЫ

1. Проанализирована возможность использования модели НТП для описания внутренних напряжений в покрытии при плазменно-ионном осаждении в случае произвольного угла падения α потока ионов на осаждаемое покрытие. Определены геометрические параметры и энергосодержание НТП ионов, а также температура осаждения при произвольном угле падения потока разнозарядных ионов.

2. Высказано предположение, что деформация материала при ионной бомбардировке определяется плотностью дефектов, порождаемых первичным ионом за вычетом тех дефектов, которые удаляются в процессе ионного распыления материала. Получено приближенное выражение для определения скорости деформации материала при ионной бомбардировке, с использованием которого выводится формула для расчета внутренних напряжений в покрытии при произвольном угле падения потока разнозарядных ионов.

3. С помощью полученной формулы проведен расчет напряжений в TiN покрытии, осаждаемом из потока ионов Ti в режиме импульсного потенциала при различных углах падения ионов. Расчет показывает, что напряжения при углах падения $\alpha > 0^\circ$ могут быть как меньше, так и больше напряжений, возникающих при нормальном падении осаждаемых ионов, в зависимости от величины импульсного потенциала. Установлено немонотонное поведение внутренних напряжений с возрастанием угла падения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nelson N., Rakowski R. T., Franks J., Williams P., Weaver P., Jones B. J. The effect of substrate geometry and surface orientation on the film structure of DLC deposited using PECVD // *Surface and Coatings Technology*. — 2014. — Vol. 254. — P. 73–78.
2. Xiaowei Li, Peiling Ke, Kwang-Ryeol Lee, Aiyang Wang. Molecular dynamics simulation for the influence of incident angles of energetic carbon atoms on the structure and properties of diamond-like carbon films // *Thin Solid Films*. — 2014. — Vol. 552. — P. 136–140.
3. Davis C. A. A simple model for the formation of compressive stress in thin films by ion bombardment // *Thin Solid Films*. — 1993. — Vol. 226, No. 2–3. — P. 30–34.
4. Kalinichenko A. I., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Dependence of intrinsic stress and structure of ta-C film on ion energy and substrate temperature in model of the non-local thermoelastic peak // *Diamond & Related Materials*. — 2010. — Vol. 19, No. 4–9. — P. 996–998.
5. Kalinichenko A. I., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Calculation of intrinsic stresses in the diamond-like coatings produced by plasma ion deposition in modes of DC and pulse bias potentials // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*. — 2015. — 81012049(5) doi:10.1088/1757-899X/81/1/012049.
6. Kalinichenko A. I., Kozionov S. A., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Intrinsic stresses in coatings deposited at plasma immersion ion implantation // *East European Journal of Physics*. — 2014. — Vol. 1, No. 4. — P. 58–64.
7. Ziegler J. F., Biersack J. P., Littmark U. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. — New York: Pergamon Press, 1996. — 297 p.
8. Windischmann H. An intrinsic stress scaling law for polycrystalline thin films prepared by ion beam sputtering // *J. Applied Physics*. — 1987. — Vol. 62(5). — P. 1800–1807.
9. Jiang F., Zhang T. F., Wu B. H., Yu Y., Wu Y. P., Zhu Sh. F., Jing F. J., Huang N., Leng Y. X. Structure, mechanical and corrosion properties of TiN films deposited on stainless steel substrates with different inclination angles by DCMS and HPPMS // *Surface & Coatings Technology*. — 2016. — Vol. 29. — P. 54–62.

10. Аксенов И. И., Андреев А. А., Белоус В. А., Стрельницкий В. Е., Хороших В. М. Вакуумная дуга: источники плазмы, осаждения покрытий, поверхностное модифицирование. — Київ: «Наукова думка», 2012. — 727 с.

REFERENCES

1. Nelson N., Rakowski R. T., Franks J., Woolliams P., Weaver P., Jones B. J. The effect of substrate geometry and surface orientation on the film structure of DLC deposited using PECVD // *Surface and Coatings Technology*. — 2014. — Vol. 254. — P. 73–78.
2. Xiaowei Li, Peiling Ke, Kwang-Ryeol Lee, Aiyang Wang. Molecular dynamics simulation for the influence of incident angles of energetic carbon atoms on the structure and properties of diamond-like carbon films // *Thin Solid Films*. — 2014. — Vol. 552. — P. 136–140.
3. Davis C. A. A simple model for the formation of compressive stress in thin films by ion bombardment // *Thin Solid Films*. — 1993. — Vol. 226, No. 2–3. — P. 30–34.
4. Kalinichenko A. I., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Dependence of intrinsic stress and structure of ta-C film on ion energy and substrate temperature in model of the non-local thermoelastic peak // *Diamond & Related Materials*. — 2010. — Vol. 19, No. 4–9. — P. 996–998.
5. Kalinichenko A. I., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Calculation of intrinsic stresses in the diamond-like coatings produced by plasma ion deposition in modes of DC and pulse bias potentials // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering*. — 2015. — 81012049(5) doi:10.1088/1757-899X/81/1/012049.
6. Kalinichenko A. I., Kozionov S. A., Perepelkin S. S., Strel'nitskij V. E. Intrinsic stresses in coatings deposited at plasma immersion ion implantation // *East European Journal of Physics*. — 2014. — Vol. 1, No. 4. — P. 58–64.
7. Ziegler J. F., Biersack J. P., Littmark U. *The Stopping and Range of Ions in Solids*. — New York: Pergamon Press, 1996. — 297 p.
8. Windischmann H. An intrinsic stress scaling law for polycrystalline thin films prepared by ion beam sputtering // *J. Applied Physics*. — 1987. — Vol. 62(5). — P. 1800–1807.
9. Jiang F., Zhang T. F., Wu B. H., Yu Y., Wu Y. P., Zhu Sh. F., Jing F. J., Huang N., Leng Y. X. Structure, mechanical and corrosion properties of TiN films deposited on stainless steel substrates with different inclination angles by DCMS and HPPMS // *Surface & Coatings Technology*. — 2016. — Vol. 29. — P. 54–62.
10. Aksenov I. I., Andreev A. A., Belous V. A., Strel'nitskij V. E., Horoshih V. M. Vakuumnaya duga: istochniki plazmy, osazhdeniya pokrytij, poverhnostnoe modifitsirovanie. — Київ: «Naukova dumka», 2012. — 727 p.

УДК 621.393.3:621.382:621.385

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА В КАМЕРАХ ИОНИЗАЦИОННОГО ТИПА ЗОНДОВЫМ МЕТОДОМ

Х. Т. Йулдашев, Ш. С. Касымов

*Ферганский политехнический институт,
Фергана, Узбекистан*

Поступила в редакцию 13.10.2016

В статье приводятся результаты исследования ВАХ полупроводниковой фотографической системы ионизационного типа путем введения металлического зонда в область газового разряда, не нарушая его природу.

Ключевые слова: газовый разряд, газоразрядная ячейка, фотоприемник, вольтамперная характеристика, металлический зонд.

ДОСЛІДЖЕННЯ ГАЗОРАЗРЯДНОГО ПРОМІЖКУ В КАМЕРАХ ІОНІЗАЦІЙНОГО ТИПУ ЗОНДОВИМ МЕТОДОМ

Х. Т. Йулдашев, Ш. С. Касымов

У статті наводяться результати дослідження ВАХ напівпровідникової фотографічної системи іонізаційного типу шляхом введення металевго зонду в область газового розряду, не порушуючи його природу.

Ключові слова: газовий розряд, газорозрядна комірка, фотоприймач, вольтамперна характеристика, металевий зонд.

THE STUDY OF THE GAS-DISCHARGE GAP IN THE CHAMBER IONIZATION-TYPE PROBE METHODS

Kh. T. Yuldashev, Sh. S. Kasymov

The article presents the results of experimental studies of the current-voltage characteristics of ionization type photographic system. These characteristics have been obtained by introducing a metal probe to the area of gas discharge, without altering its nature.

Keywords: gas discharge, gas discharge cell, optical detector, current-voltage characteristic, metallic probe.

1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые фотографические системы и спектральные преобразователи изображений ионизационного типа [1, 2] нашли достаточно широкое применение для высокоскоростной пространственно-временной фотографической диагностики лазерных инфракрасных излучений [3]. В настоящее время они являются одним из наиболее перспективных типов устройств, составляющих основу несеребряной высокочувствительной фотографии [4].

Решение таких вопросов, как стабилизация работы различных приборов газового разряда [5], преобразование инфракрасного излучения в видимое, передача изображений и бессеребряное фотографирование [6] и т. п. осуществляется с помощью газоразрядных ячеек с высокоомным полупроводниковым электродом. В этих ячейках используется узкий газоразрядный зазор с плоским металлическим электродом и пластиной из

высокоомного и фоточувствительного полупроводника. В такой системе возникает контакт полупроводника с плазмой газового разряда. Наличие этого контакта существенным образом влияет на свойства газового разряда и коренным образом отличает его от классических затрудненных и барьерных разрядов. Однозначного мнения о механизме стабилизации разряда с полупроводниковым электродом и физической интерпретации процессов в такой газоразрядной ячейке не существует. Однако физические процессы, происходящие в контакте полупроводника и плазмы, играют определяющую роль в формировании разряда.

В работе [7] измерены первые производные ВАХ полупроводникового зонда, помещенного в неоновую газоразрядную плазму. Под действием внешнего излучения производные характеристики смещаются в сторону электронной части. Величина смещения интерпретируется как глубина

проникновения электрического поля в полупроводник. По зависимости потенциала смещения максимума первой производной характеристики от давления газа при одинаковой освещенности дана интерпретация смещения характеристик.

В работе [8] измерены вольт-амперные характеристики плоского полупроводникового зонда, помещенного в гелиевую газоразрядную плазму. Изучено влияние постороннего излучения на зондовую характеристику. Обнаружено, что под действием излучения величина зондового тока сильно возрастает, плавающий потенциал смещается в сторону электронной части характеристики. Величина смещения интерпретируется как глубина проникновения поля в полупроводник. Измерены также первые производные вольт-амперных характеристик полупроводникового зонда. Под действием внешнего излучения производные характеристик также смещаются.

Целью настоящей работы является проверка правильности этого предположения, то есть исследование распределения потенциалов в элементах системы и исследование ВАХ газоразрядного промежутка методом зондовых измерений.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Основными элементами полупроводниковых фотографических систем ионизационного типа являются (рис. 1а) полупроводниковый

фотоприемник (ФП), газоразрядная ячейка и регистрирующая среда. В этих системах реализуются три вида усиления: 1) фотоэлектрическое усиление при преобразовании потока фотонов в фототок полупроводникового фотоприемника; 2) плазменное усиление фототока по мощности в газоразрядном зазоре; 3) химическое усиление в регистрирующей среде, подвергающейся воздействию газоразрядной плазмы.

Подбор оптимального режима и хорошего согласования этих элементов между собой является основным фактором повышения чувствительности системы в целом. До настоящего времени на основании косвенных методов исследования считалось, что ВАХ фотоприемника и системы совпадают при $U \geq U_{пр}$. Это означало, что ВАХ газового разряда строго вертикальна, дифференциальное сопротивление разрядного промежутка с большой точностью равно нулю и при освещении не происходит перераспределение напряжения в системе даже при высокой освещенности.

На поверхности полупроводника со стороны разряда наносился кольцеобразный никелевый контакт (в дальнейшем так называемый зонд) с внутренним диаметром 11,5 мм. При этом сменные слюдяные прокладки, имеющие диаметры отверстий 10,0 мм, 10,5 мм и 11,0 мм, создавали

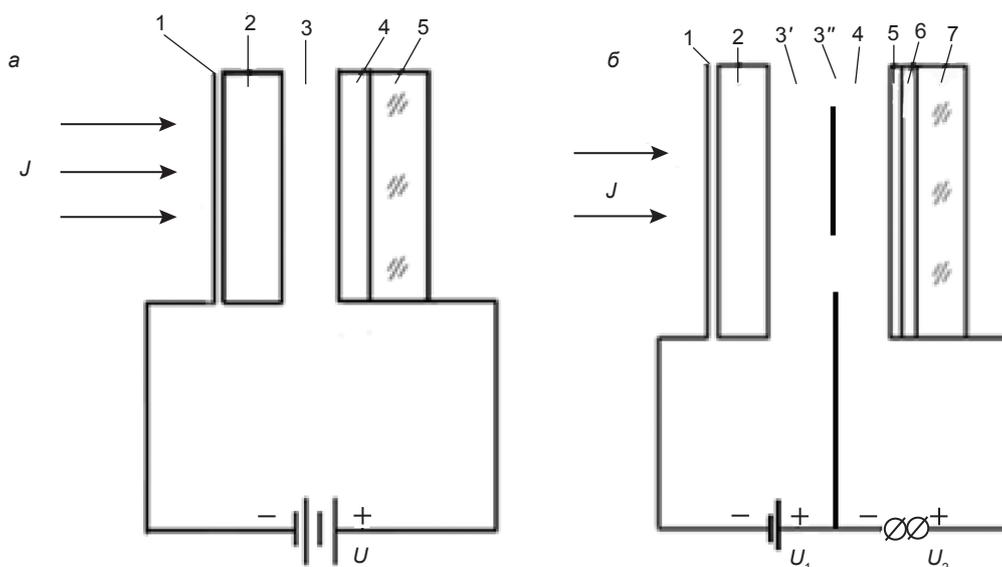


Рис. 1а. Схема ионизационной системы: 1 — прозрачный электрод, 2 — полупроводниковый фотоприемник, 3 — газоразрядный зазор, 4 — регистрирующий слой, 5 — прозрачный контрэлектрод; 1б. Схема модифицированной ионизационной системы: 6 — металлический зонд, 7 — распределенное сопротивление

газовый калиброванный зазор и исключали никелевый зонд из непосредственного участия его в процессе разряда, таким образом, сохранялся вид разряда, характерный для ионизационной системы.

Постепенное приближение (в пределе до бесконечно малого расстояния, d -разрядного промежутка к металлическому кольцеобразному зонду, напыленному на поверхность ФП со стороны разряда, с помощью слюдяных прокладок с различным диаметром отверстий, определяющих газоразрядное пространство, является более удачным, поскольку позволяет сохранить постоянство режима работы при изучении электрооптических характеристик системы. ВАХ поверхности ФП всегда остается линейной, поэтому поверхностный промежуток ФП от зонда до края разрядного промежутка изменит лишь наклон ВАХ газового разряда и при бесконечно малом приближении зонда к разряду можно наблюдать ВАХ, близкую к истинной.

Для удобства сопоставления вольт-амперных характеристик системы и фотоприемника была выбрана схема с одним газоразрядным промежутком (в некоторых вариантах фотоприемник помещается между двумя газоразрядными зазорами). В противном случае полупроводниковый омический контакт ФП, необходимый для снятия ВАХ полупроводника, изменяет наклон этой характеристики за счет гашения входной интенсивности.

С помощью диафрагмы освещался участок ФП диаметром 8 мм, на 2 мм меньше, чем наименьший диаметр отверстия в слюдяной прокладке. Это позволяет ограничить интенсивность разряда на краях зазора.

Измерения ВАХ полупроводника газоразрядного промежутка системы проводились согласно схемы, изображенной на рис. 1б при входном освещении $J = 2 \cdot 10^{-2}$ Вт/см², давлении газа $P = 50$ мм рт. ст., толщине зазора 40 мкм на разных удалениях (750 мкм, 500 мкм, 250 мкм) края зонда от темного кольцеобразного участка газового разряда шириной 1 мм. При всех измерениях контролировалась ВАХ для системы, она практически не изменялась.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 приведены следующие характеристики: 1 — ВАХ системы; 2, 3, 4 — потенциалы зонда в зависимости от тока системы, соответственно для $d = 750$ мкм, 500 мкм, 250 мкм; 5 — ВАХ ФП.

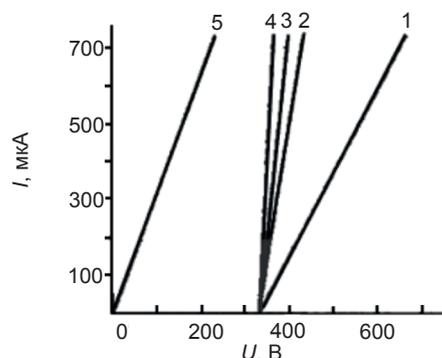


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика: 1 — система, 2, 3, 4 — газового разряда, 5 — фотоприемника

На рис. 3 показаны перестроенные из графиков 2, 3, 4 предыдущего рисунка зависимости потенциала зонда от d для трех значений тока системы: (1 — $I = 0,7$ мА, 2 — $I = 0,5$ мА, 3 — $I = 0,3$ мА).

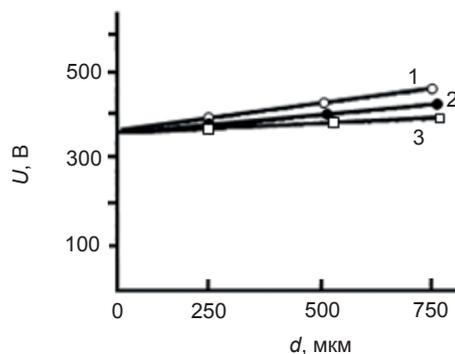


Рис. 3. Зависимость потенциала зонда от расстояния до разрядного промежутка при токе системы: 1 — 700 мкА; 2 — 500 мкА; 3 — 300 мкА

Сопоставление ВАХ системы в целом, фотоприемника и разрядного промежутка (рис. 2) указывает на то, что при токах $I > 150$ мкА все характеристики фотоприемника и системы практически совпадают, наклон ВАХ разряда с уменьшением d стремится к вертикальности (рис. 2), а кривые пересекают ось напряжений в точке 340 В (рис. 3), что совпадает с напряжением пробоя газа (для данного случая $U_{пр}$ определяется точкой пересечения ВАХ системы с осью напряжений (рис. 2, кривая 1).

Следует отметить, что в ионизационных системах в качестве контрэлектрода обычно используется прозрачный электрод в виде стекла с проводящим слоем SnO_2 , который имеет обычно поверхностное удельное сопротивление порядка $100\text{--}400 \text{ Ом} \times \text{см}$.

Незначительное несовпадение наклонов ВАХ фотоприемника и системы, а также отклонение ВАХ газового разряда (рис. 2) от вертикальности объясняется, по всей видимости, экранированием потока электронов. При использовании в качестве контрэлектрода металлических пластин, например, Cu , Ta , Al и др. ВАХ системы строго совпадает с наклоном ВАХ ФП.

Анализируя эти результаты, можно констатировать, что приближением зонда к краю разряда можно определить значение пробивного напряжения $U_{\text{пр}}$ для данных параметров разрядного промежутка, которое остается постоянным. Следует отметить, что при изменении входной освещенности наклоны ВАХ газоразрядного промежутка не изменяются, т. е. значение $U_{\text{пр}}$ остается постоянным. Крутизна ВАХ системы в послепробойной области увеличивается с ростом интенсивности освещения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подытоживая полученные результаты, можно заключить, что полупроводниковый электрод осуществляет одновременно две функции: локально управляет плотностью тока газоразрядного промежутка и подавляет нежелательную для работы системы неустойчивость однородного распределения тока. Диапазон наблюдаемых токов и вертикальность ВАХ газоразрядного промежутка указывают на тот факт, что работа систем осуществляется в области нормального тлеющего разряда. Однако, как уже указывалось, характерное для этой стадии разряда шнурование тока в нашем случае отсутствует.

ЛИТЕРАТУРА

1. Йулдашев Х. Т., Касымов Ш. С., Хайдаров З. Фотопреобразователь ИК-изображений со сверхтонкой газоразрядной ячейкой и люминофором // Прикладная физика. — 2016. — № 2. — С. 94–99.
2. Лодыгин А. Н., Астров Ю. А., Порцель Л. М.,

Берегулин Е. В. Динамика таунсендовского разряда в аргоне // ЖТФ. — 2015. — Т. 85(5). — С. 27–31.

3. Астров Ю. А., Лодыгин А. Н., Порцель Л. М. Гексагональные структуры тока в системе «полупроводник-газоразрядный промежуток» // ЖТФ. — 2011. — Т. 81(2). — С. 42–47.
4. Орбух В. И., Лебедева Н. Н., Саламов Б. Г. Влияние поверхностной проводимости полупроводникового электрода на распределение газоразрядного тока // ФТП. — 2009. — Т. 43, вып. 10. — С. 1329–1332.
5. Astrov Y. A., Logvin Y. A. Formation of clusters of localized states in a gas discharge system via a self-completion scenario // Phys. Rev. Lett. — 1997. — Vol. 79. — P. 2983–2986.
6. Gurevich E. L., Liehr A. W., Amiranashvili Sh., et al. Role of surface charges in dc gas-discharge systems with high-ohmic electrodes // Physical Review E. — 2004. — Vol. 69. — P. 036211-1–7.
7. Мурадов А. Х., Аллахвердиев Ш. А. Вольтамперная характеристика контакта высокоомного полупроводникового зонда с плазмой положительного столба разряда в гелии // Вестник Бакинского Государственного Университета. — 2012. — № 1. — С. 174–181.
8. Мурадов А. Х. Дифференциальная характеристика высокоомного полупроводникового зонда в плазме неоновом разряда // Вестник Бакинского Государственного Университета. — 2013. — № 1. — С. 127–133.

REFERENCES

1. Juldashiev H. T., Kasymov Sh. S., Hajdarov Z. Fotopreobrazovatel' IK-izobrazhenij so sverhtonkoj gazorazryadnoj yachejkoj i lyuminoforom // Prikladnaya fizika. — 2016. — No. 2. — P. 94–99.
2. Lodygin A. N., Astrov Yu. A., Porcel' L. M., Beregul'in E. V. Dinamika taunsendovskogo razryada v argone // ZhTF. — 2015. — Vol. 85(5). — P. 27–31.
3. Astrov Yu. A., Lodygin A. N., Porcel' L. M. Geksagonal'nye struktury toka v sisteme «poluprovodnik-gazorazryadnyj promezhutok» // ZhTF. — 2011. — Vol. 81(2). — P. 42–47.
4. Orbuh V. I., Lebedeva N. N., Salamov B. G. Vliyanie poverhnostnoj provodimosti

- poluprovodnikovogo elektroda na raspredelenie gazorazryadnogo toka // FTP. — 2009. — Vol. 43, vyp. 10. — P. 1329–1332.
5. Astrov Y. A., Logvin Y. A. Formation of clusters of localized states in a gas discharge system via a self-completion scenario // Phys. Rev. Lett. — 1997. — Vol. 79. — P. 2983–2986.
 6. Gurevich E. L., Liehr A. W., Amiranashvili Sh. et al. Role of surface charges in dc gas-discharge systems with high-ohmic electrodes // Physical Review E. — 2004. — Vol. 69. — P. 036211-1–7.
 7. Muradov A. H., Allahverdiev Sh. A. Vol't-ampernaya harakteristika kontakta vysokomnogo poluprovodnikovogo zonda s plazmoj polozhitel'nogo stolba razryada v gelii // Vestnik Bakinskogo Gosudarstvennogo Universiteta. — 2012. — No. 1. — P. 174–181.
 8. Muradov A. H. Differencial'naya harakteristika vysokomnogo poluprovodnikovogo zonda v plazme neonovogo razryada // Vestnik Bakinskogo Gosudarstvennogo Universiteta. — 2013. — No. 1. — P. 127–133.

FORMATION STAGES OF PULSED DISCHARGE IN OXYGEN AND CARBON TETRAFLUORIDE

V. A. Lisovskiy^{1,2}, P. A. Ogloblina^{1,3}, S. V. Dudin^{1,2}, V. D. Yegorenkov¹,
A. N. Dakhov¹, V. I. Farenik^{1,2}

¹*V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine,*

²*Scientific Center of Physical Technologies, Kharkiv, Ukraine,*

³*Instituto de Plasmas e Fusão Nuclear, Instituto Superior Técnico, Universidade de Lisboa, Lisbon, Portugal*

Received 30.12.2016

This paper reports the current and voltage oscilloscope waveforms of a pulsed discharge measured in a broad range of frequencies (from 20 to 300 kHz) and duty cycle from 0.15 to 0.85 for two values of oxygen and carbon tetrafluoride pressure values of 0.1 and 1 Torr. Current oscilloscope waveforms of the glow pulsed discharge have been found to possess a plasma phase and an afterglow phase. The following stages of the plasma phase have been observed: 1. The capacitive current pulse of about 0.5–1 μ s in duration; 2. The current growth stage the duration of which depends on the gas species, the plasma phase duration and the pressure; 3. The plateau (remarkably pronounced only for carbon tetrafluoride and absent for other gases); 4. The current decrease of tens microseconds in duration down to the level corresponding to that of the direct voltage discharge.

Keywords: pulse discharge, current and voltage oscilloscope waveforms, discharge formation, plasma phase, afterglow.

ЕТАПИ ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА В КИСЛОРОДЕ И CF₄

В. А. Лисовский, П. А. Оглоблина, С. В. Дудин, В. Д. Егоренков,
А. Н. Дахов, В. И. Фареник

В данной работе были измерены осциллограммы тока и напряжения импульсного разряда в широком диапазоне частот (от 20 до 300 кГц), коэффициентов заполнения от 15 до 85 %, для двух значений давлений 0,1 и 1 Торр кислорода и CF₄. Было получено, что осциллограммы тока тлеющего импульсного разряда имеют плазменную фазу и фазу послесвечения. Наблюдались следующие этапы плазменной фазы: 1. Импульс емкостного тока длительностью примерно 0,5–1 мкс; 2. Этап роста тока, длительность которого зависела от сорта газа, длительности плазменной фазы и давления; 3. Плато (заметно выраженное лишь для CF₄ и отсутствующее в кислороде); 4. Уменьшение тока, длившееся десятки микросекунд, до уровня, соответствующего разряду с постоянным напряжением.

Ключевые слова: импульсный разряд, осциллограммы тока и напряжения, формирование разряда, плазменная фаза, послесвечение.

ЕТАПИ ФОРМУВАННЯ ІМПУЛЬСНОГО РОЗРЯДУ В КИСНІ І CF₄

В. О. Лісовський, П. О. Оглобліна, С. В. Дудін, В. Д. Єгоренков,
О. М. Дахов, В. І. Фаренік

У цій роботі були виміряні осцилограми струму і напруги імпульсного розряду в широкому діапазоні частот (від 20 до 300 кГц), коефіцієнтів заповнення від 15 до 85 %, для двох значень тиску 0,1 і 1 Торр кисню і CF₄. Було отримано, що осцилограми струму тліючого імпульсного розряду мають плазмову фазу і фазу післясвітіння. Спостерігалися наступні етапи плазмової фази: 1. Імпульс ємнісного струму тривалістю приблизно 0,5–1 мкс; 2. Етап зростання струму, тривалість якого залежала від сорту газу, тривалості плазмової фази і тиску; 3. Плато (помітно виражене лише для CF₄ і відсутнє в кисні); 4. Зменшення струму, що тривало десятки мікросекунд, до рівня, відповідного розряду з постійною напругою.

Ключові слова: імпульсний розряд, осцилограми струму і напруги, формування розряду, плазмова фаза, післясвітіння.

INTRODUCTION

Presently the ion-plasma technologies are firmly established in contemporary life. The production of displays, medical equipment, the materials modification, solar power industry cannot do without plasma technologies. Plasma technologies based on direct current gas discharges are the simplest ones, but in recent decades the radio frequency discharges have come to the front and become the main plasma tool for large-scale production of semiconductor devices. Conventionally different plasma sources possess very close parameters and plasma processing rates if the chamber design, the pressure, the gas content and the power consumed by the plasma are the same. Therefore there come to the forefront such applied aspects as the degree of efficiency, the reliability, the simplicity of control, the equipment cost. The rf systems are not perfect from this viewpoint: the high cost of rf generators, a sufficiently low efficiency factor, the need of an auxiliary system of tuning to a plasma load which is complicated in controlling. The pulsed discharge of intermediate frequency (tens-hundreds kHz) is a worthy alternative. The pulsed current in a gas is one of the most important ways of producing low temperature plasma. Contemporary circuit technology of microelectronics enables one to design medium-frequency sources of oscillations with a rectangular pulse applicable for plasma production in a wide power range (from some watts to hundreds kilowatts). Such sources possess a much higher efficiency factor, a lower cost and considerably simplified tuning to the plasma and controlling. Pulsed gas discharge devices are now widely applied in diverse branches of science and technology: as the sources of light, in lasers, electro-erosion machines, welding apparatuses, plasma display panels as well as under plasma nitriding, reactive magnetron depositing etc. Many devices operate now in a pulsed mode: plasma chemistry reactors, MHD transformers, plasma injectors and accelerators. But until now medium frequency discharges have been studied in a considerably lesser degree than radio frequency or direct current discharges, what hampers the progress in this area. Therefore the processes taking part in the formation and decay (afterglow) of the unipolar pulsed discharge of

low pressure in different gases were an object of this study.

REVIEW OF PUBLISHED PAPERS ON PULSED DISCHARGES

In last decades the fundamental results obtained in the research of low temperature plasma have found wide application in the development of new methods and technologies of synthesizing nanostructure films required in various branches of industry. The scientists from the USA, Europe, China and other countries are occupied intensely with such problems [1]. Low temperature non-equilibrium plasma is broadly applied in many technological processes of etching semiconductor materials, depositing thin films, plasma thrusters, lighting devices, plasma display panels and many others [2, 3]. Conventionally plasma technologies employ the radio frequency capacitive discharges or the direct current discharges. These discharges have been studied sufficiently well [4, 5]. But now the non-equilibrium plasma in pulsed fields still remains much less studied.

In this section we consider the results of studies into the ignition and modes of burning of the discharges in pulsed fields.

The direct current pulsed discharge is also actively applied for surface processing, sputtering, producing films with improved parameters. Such a technique of discharge production possesses a number of advantages in comparison with a radio frequency or a glow discharge. In a glow discharge a spot of an arc discharge may form on the cathode because of large currents applied conventionally in diverse sputtering systems due to the redistribution of the space charge. Its appearance would lead to the cathode erosion as well as to the drop phase formation in deposited films. Periodic reversal (sign change) of the applied voltage may impede the formation of this space charge due to the opposite polarity voltage acting in the second half of the pulse. Such a technique is widely used to decrease or prevent the arc generation in the systems of reactive sputtering and it enables one to produce denser films with an enhanced transparency.

The book [6] e.g. is devoted to gas breakdown and pulsed discharge formation. It is pointed out in it that under pulsed gas breakdown a certain

time lag is observed between the moment of the voltage application to the electrodes and the start of the breakdown called the delay time. This delay time is usually split into two parts: the statistical delay time during which an initiating electron appears within the gap and the formation time during which a breakdown develops due to the primary electron avalanche buildup and the subsequent stages of the ionization growth. The formation time amounts to about 10^{-8} sec, i. e. it is equal to the drift time of electrons within the gap to the order of magnitude.

At the first stage of the Townsend breakdown the current growth takes place due to the generation of electron avalanches following each other in time. The duration of this stage exceeds, naturally, the time of electron drift within the gap and it may take from hundreds nanoseconds to tens microseconds depending on the character of secondary processes and overvoltage. The transition from the avalanche generation stage to the next stage characterized by the propagation of ionization waves within the gap sets in due to the accumulation of space charge of positive ions near the anode enhancing the field outside the space charge zone. About 500 nsec after the discharge initiation an intense glow appears near the anode, its front propagating to the cathode. When it touches the cathode a front of the ionization wave forms directed from the cathode to the anode. The ionization wave propagation makes the distribution of plasma concentration equal along the gap width and a column of the quasi-neutral glow discharge and a region of the near-cathode potential drop are formed. Thus the discharge experiences a transition to the following phase — the phase of volume burning.

The authors of book [6] present the oscilloscope waveforms of the voltage and current for the 600 nsec rectangular voltage pulse of 4 kV in amplitude applied to the point electrode at the distance of 1.5 mm from the water surface (serving as the grounded electrode) at the atmospheric gas pressure. The frequency of the pulsed discharge was 6 kHz. From this figure one observes that during the voltage pulse a discharge formation takes place that is accompanied by the linear current growth. Current jumps are observed for the abrupt voltage increase as well as for its switching

off associated with the capacitive current appearance.

Efimova in her thesis [7] has studied the formation of the pulsed discharge in argon and nitrogen in the pressure range from 2 to 7 Torr (3–9 GPa) with the duty cycle from 0.1 to 0.4 and the pulse duration of the voltage applied from 10 to 4000 μ s. She has found that on growing the voltage the discharge current increases and at the early stages of the discharge development this current is considerably larger than one got by the application of a constant voltage.

It has been revealed that the current signal is not constant during the pulse with its duration being an important parameter. Experimental data have demonstrated that with the duty cycle fixed the average discharge current depends on the pulse duration. The shorter is the pulse duration the higher is the average current.

Besides, Efimova has presented the CVCs of the discharge constituting the dependence of the average current (over a pulse) against the voltage applied. It follows from this figure that with the pulse duration fixed (200 μ s) the current during the pulse depends strongly on the duty cycle. Decreasing the fill factor leads to the increase of the average discharge current.

The authors of a number of papers [8–11] have made numerical studies of the processes taking place under the breakdown of the dc pulsed discharge at low nitrogen pressure in a «point-to-plane» design. They have obtained the temporal dependencies of the current, the potential and the particle concentration as well as explained the cathode sheath formation.

The authors of paper [8] have presented the temporal dependence of the discharge current for the nitrogen pressure of 4 Torr and the applied voltage of 1.2 kV and they have split the formation stage of the pulsed glow discharge into 3 consequent parts. During the first part the gap is slowly filled with the ions produced near the anode, then during the second part the ionization front is formed near the anode propagating to the cathode. Now the cathode sheath develops and the participation of secondary effects begins leading to the third part, i.e. to the glow discharge formation.

Also the authors of papers [8–11] have studied the effect of pulsed discharge parameters in the mixtures of nitrogen, oxygen and argon

on the variation of polymer films wetting. When a negative voltage pulse is applied to the cathode then the charged and excited particles are produced during a period of film processing by the glow discharge. Between two consequent pulses an afterglow of the decaying plasma is observed. As a result, a polymer surface is processed in the plasma phase by the reactive particles produced under the discharge current flow as well as during the afterglow phase by the particles with a large effective lifetime. When the magnitude of the negative potential pulse applied to the lower electrode is above the breakdown potential, the neutral gas (nitrogen) is ionized and a pulse of current $I(t)$ is observed with the increment time of 100 nsec and the decay time of 5 μ sec. The measured CVCs obtained for different pressure values in the pulsed mode of the DC discharge correspond to the start of the abnormal glow discharge. One observes from the data outlined in papers [8–11] that the discharge current increases with the growth of the pulsed voltage applied the gas pressure being constant. Besides, as the duration of the plasma phase and the afterglow time are inversely proportional to the frequency of the applied voltage, then it is obvious that the remaining active particles (molecules) being left from the preceding plasma phase may initiate the next plasma phase (making the gas breakdown easier) when the frequency increases.

It is worth remarking that one may observe in the oscilloscope waveforms obtained in papers [8–11] that during the plasma phase the discharge current tends to approach some constant value. At low values of the voltage applied across the gap the current increases gradually during the pulse time whereas at high voltage values, on the contrary, the current oscilloscope waveform lowers a little.

Paper [12] has studied in experiment and modeling a pulsed discharge of low pressure in the mixture of helium with the 2 % xenon. In order to study the temporal dependence of the pulsed He-Xe discharge a self-sustained model has been employed consisting of the Boltzmann equation with the temporal dependence for determining the kinetic properties of electrons, the set of equations for the velocity of the respective heavy particles in the cylindrical, axially symmetric discharge system and the

set of equations for the external electric circuit. The authors of paper [12] have presented the data of calculations and measurements of periodic variations of the discharge current and voltage at the pressure of 2.5 Torr and different applied voltage values. The discharge evolution encompasses the time period from 0 to 1 msec. It may be separated into four different stages: the ignition one and the basic one during the plasma phase of the pulse as well as the switching off and the afterglow when the voltage is absent across the electrodes. At the start of the ignition phase from $t = 0$ a fast increase of the discharge voltage gives rise to the continuous growth of the current. When the current density exceeds about 10 mAcm^{-2} , a drop of the voltage is observed. The voltage is decreasing to the extent when the current approaches its maximum value. The average duration of this phase varies from 20 to 100 μ sec depending on the initial conditions. During the basic phase of the discharge the voltage remains almost constant, and the current is decreasing uniformly as a result of the dominant loss of electrons due to ambipolar diffusion to the walls. At the moment of $t = 500 \mu\text{s}$ the generator voltage is switched off during 200 nsec. The next afterglow phase persists for about 500 μs .

In technological processes one applies not only a dc pulsed discharge but also the pulses (packets) of the RF voltage with which an inductive discharge is produced. For example, the authors of paper [13] report on the technique of producing C_nH_m -fragments with a pulsed inductive discharge of different frequency and duty cycle values. They have demonstrated how one may control the plasma characteristics and the concentration of carbon-hydrogen clusters of various C:H content applying the appropriately chosen durations of the plasma and afterglow phases.

The kinetics of CF and CF_2 radicals (in their main electronic states) has been studied by the authors of paper [14] with the laser-induced fluorescence (LIF) in the inductive discharge in CF_4 at the pressure of 33 mTorr in a steady state as well as in the pulsed mode. Large attention has been paid to the behavior of the radicals listed above not only in the burning discharge but also in the afterglow of the pulsed discharge. They have demonstrated that the concentration

of CF_2 radicals increases considerably (more than 4 times compared with the steady state) at the start of the afterglow that may be associated with the gas-phase reactions producing CF_2 .

In paper [15] its authors have presented the data on the temporal behavior of the electron distribution function over energy (EEDF), measured with the Langmuir probe in the discharge tube during the afterglow phase of the pulsed inductive discharge. They have demonstrated that the electron loss to the tube walls is the main mechanism of energy loss for EEDF. Free fast electrons with the energy exceeding the wall potential barrier quickly leave the ambipolar potential well of the plasma volume to the tube walls, and «cold» trapped electrons are kept in the plasma thus leading to their diffusion cooling in the process of the afterglow.

The book [16] reports the results of studies into the development of the weakly ionized plasma in argon produced by the pulse of the solenoidal rf field. The experiments have been performed at the pressure values from 0.02 to 1 Torr. During the total pulse duration of 2200 μs they have measured the temporal dependencies of the longitudinal magnetic field, the probe current, and the spectral lines intensity. They have established that the plasma glow starts in the peripheral ring near the tube walls and then it propagates to the axis filling the total tube cross section. It is related to the appearance of excited particles in the places with the largest value of the tangential electric field. For the argon pressure of 1 Torr and the electron temperature from 1 to 10 eV it has been found that the characteristic EEDF relaxation time amounts to 10 μs .

The oscillatory excitation and decay of the B-state of nitrogen molecules has been studied by the authors of paper [17]. They have studied how the pulsation frequency and the duty cycle affect the oscillatory distribution of nitrogen molecules obtained from the spectrum of the first positive system at different duration periods of the plasma and afterglow phases in the pressure range 2.4 mTorr–1.5 Torr. They have demonstrated that increasing the plasma phase duration from 0.1 to 5 msec leads to the retardation of the decay rates of the excited B-states of nitrogen molecules. It is probably

associated with the accumulation of the metastable and oscillatory-excited nitrogen molecules during the plasma phase.

DESCRIPTION OF THE EXPERIMENTAL DEVICE

The experiments reported in this paper have been performed with the device the setup being shown in Figure 1. The flat stainless anode and cathode are placed inside a discharge tube of 56 mm inner diameter with the inter-electrode distance kept unchanged in all experiments at 20 mm. The cathode is fed with a pulsed monopolar negative potential from the generator in the 20–300 kHz frequency range, with the duty cycle values from 0.15 to 0.85 and the applied voltage values up to 1000 V. The anode potential was zero. The inter-electrode voltage and the discharge current have been registered with the PCS500 oscilloscope (Velleman Instruments), with its fed to the personal computer. The range of the discharge current values registered did not exceed 100 mA.

Two gases with different characteristics have been chosen for the experiments. Both gases were electronegative, and negative ions were formed during the discharge burning. The first of them and the least electronegative one was oxygen, the degree of electronegativity for it $\alpha = n_-/n_e$ (n_- and n_e are the concentrations of negative ions and electrons, respectively) usually was in the range 1–10 [18–23]. The carbon tetra fluoride possesses a higher degree of electronegativity amounting to $\alpha = 10$ –100 [18, 24–26]. All experiments have been performed for two values of the gas pressure, i.e. 0.1 Torr and 1 Torr. The gas pressure has been registered with the capacitive pressure probes of the baratron type with the maximum measured values of 10 Torr and 1000 Torr.

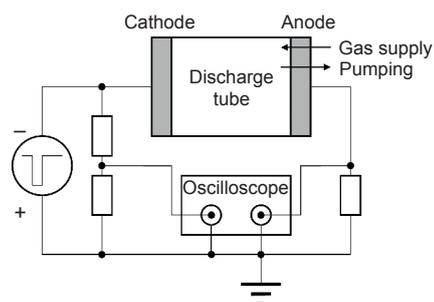


Fig.1. The setup of the experimental device

EXPERIMENTAL RESULTS

For the research into the properties of the pulsed discharge the voltage and current oscilloscope waveforms have been studied presented e. g. in Fig. 2. The cathode was fed periodically with the negative potential of the amplitude U . In what follows we will denote the pulse duration with the letter T , and the quantity inverse to the period (frequency) with the letter f , whereas the ratio of the pulse duration to its period (the fill factor) with the letter D (from the English term *duty cycle*). The figure demonstrates two different phases: a plasma phase (when a negative voltage is fed to the electrode) and an afterglow phase (there is no voltage across the electrodes, the plasma is decaying in an afterglow).

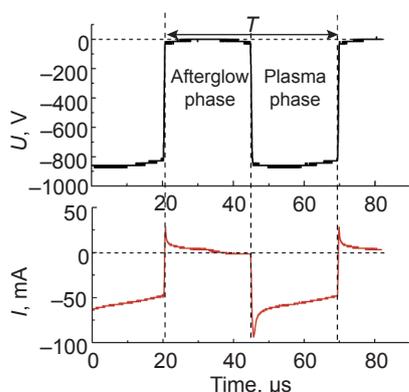


Fig. 2. Waveforms of the applied voltage and the obtained discharge current in CF_4 for the pressure of 0.1 Torr, the duty cycle of 0.5 and the frequency of 20 kHz

The oscilloscope waveforms are typical ones depicting the well expressed both phases. The shape of the current pulse differs from a rectangular one. First of all we note the presence of abrupt current jumps at the start of each phase i.e. on changing the voltage. During switching on (the plasma phase) the voltage decreases abruptly during $0.5 \mu s$ down to the value of $-900 V$, what is accompanied by the negative current jump down almost to $-100 mA$ with its subsequent decrease. When the voltage is taken off the electrodes a current jump also appears but to the positive side up to the value of about $25 mA$. This surge is the displacement current because under the discharge ignition the voltage experiences an abrupt change which is accompanied by the onset of the displacement current jump the magnitude of which is proportional to the voltage change. Therefore one cannot regard the current surge during the

voltage switching on and off as a current of charged particles.

The oscilloscope waveforms have been measured for the two gases at the pressure values of 0.1 and 1 Torr. An attention has been paid to the shape of the current oscilloscope waveforms during the plasma phase as well as during the afterglow one. For the same gases the current values have been measured for these gases in the dc glow discharge for different pressure values. For CF_4 the CVCs have been also taken for different duty cycle and frequency values.

Consider the plasma phase of the pulsed discharge burning at different gas pressure values and other parameters.

Pulsed discharge in oxygen

Figure 3 presents the oscilloscope waveforms measured for the pulsed discharge with the oxygen pressure of 0.1 Torr. As it has been already said above, at the start of the plasma phase an abrupt growth of the current takes place with the increase of voltage, which is actually a jump of the displacement current with about $0.5 \mu s$ duration. After that the discharge current starts growing what is probably associated with the charged particles having remained after the preceding plasma phase. They have filled the cathode and anode sheaths during the afterglow phase and escaped to the electrodes at the moment of the discharge ignition. The discharge current growth occurs during about $0.2 \mu s$. The third stage of the current decrease has a duration of tens microsecond, when the discharge current approaches the constant value of $9.7 mA$. As was the situation in the preceding cases, the plasma phase time is insufficient to achieve the current value associated with the constant voltage.

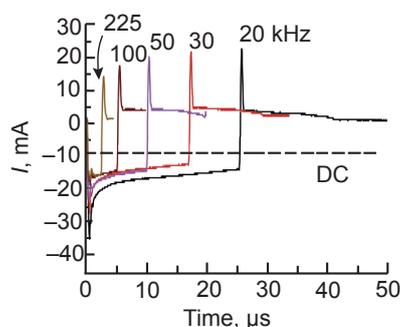


Fig. 3. Discharge current oscilloscope waveforms with the maximum pulsed voltage of 700 V, the duty cycle of 0.5 and the pressure of 0.1 Torr in oxygen

Figures 4 and 5 depict the oscilloscope waveforms for the pulsed discharge in oxygen at the pressure of 1 Torr and the supported voltage of 400 V. It is clear from the figures that for the discharges with a prolonged plasma phase (low frequency) the exterior shape of the current oscilloscope waveform resembles that in other gases at the pressure of 0.1 Torr. Portions of the waveforms associated with the discharge formation coincide with the portions we determined for the discharge in nitrogen. After the peak of the capacitive current (range I in Figure 5) an increase of the discharge current occurs during 0.2 μs (range II), the current passes through the maximum and then it decreases (range III). But for the discharges possessing the plasma phase duration less than about 6.7 μs , after the first stage one observes the current decrease to the value $-(30-40)$ mA during the time less than 1 μs . For the discharge with the plasma phase duration of 5.7 μs the phase of the current increase is limited with a plateau region of the discharge current with the duration of about 1 μs . The shape of the discharge current within this range of the plasma phase duration is similar to the oscilloscope waveform of the current for other gases at the pressure of 1 Torr.

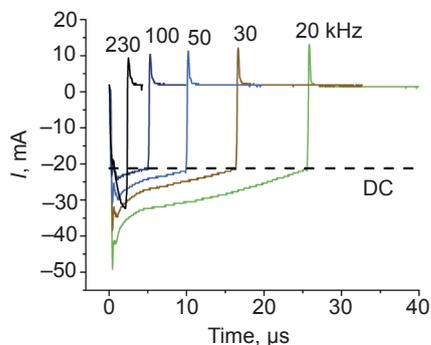


Fig. 4. Discharge current oscilloscope waveforms at the maximum pulsed voltage of 400 V, the duty cycle of 0.5 and the pressure of 1 Torr in oxygen

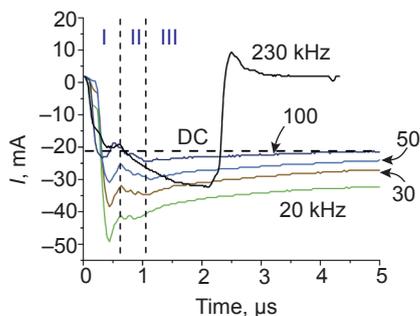


Fig. 5. Plasma formation stages considered taking the discharge in oxygen as an example with the pressure of 1 Torr, the duty cycle of 0.5 and the applied voltage of 400 V

Pulsed discharge in carbon tetrafluoride

Now let us consider the results obtained for carbon tetrafluoride. Figure 6 presents the oscilloscope waveforms of the discharge current we

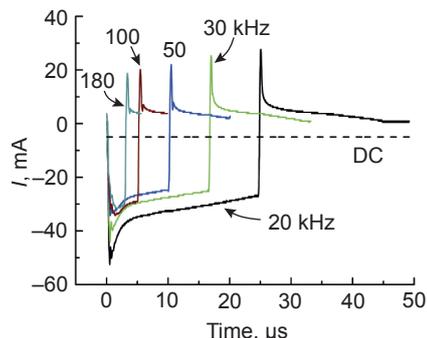


Fig. 6. Discharge current oscilloscope waveforms at the maximum pulsed voltage of 700 V, the duty cycle of 0.5 and the pressure of 0.1 Torr in CF_4

have measured for the CF_4 pressure of 0.1 Torr, the duty cycle of 0.5, the applied pulsed voltage of 700 V within the frequency range from 20 to 180 kHz. We observe in the presented figure that the current decreases considerably compared to one at the first microseconds of the discharge for the discharges with a prolonged plasma phase (lower frequencies). For higher frequencies and, consequently, shorter times of plasma phase burning the current decreases insignificantly. It is worth remarking that in a shorter plasma phase the current during the first microseconds (just after the capacitive surge) is also much lower than at low frequencies during the time range II in Figure 7 (in which the first 5 μs of the discharge burning are presented).

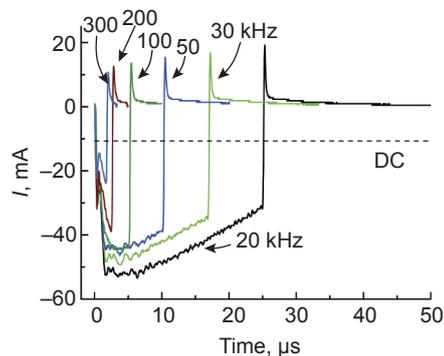


Fig. 7. Discharge current oscilloscope waveforms for the maximum pulsed voltage of 488 V, the duty cycle of 0.5 and the pressure of 1 Torr in CF_4

Current and voltage oscilloscope waveforms of the pulsed glow discharge for the carbon tetrafluoride pressure of 1 Torr, the duty cycle 0.5, the voltage of 488 V and the frequencies in

the range from 20 to 300 kHz are presented in Fig. 8. One may also note that the plasma phase possesses several stages.

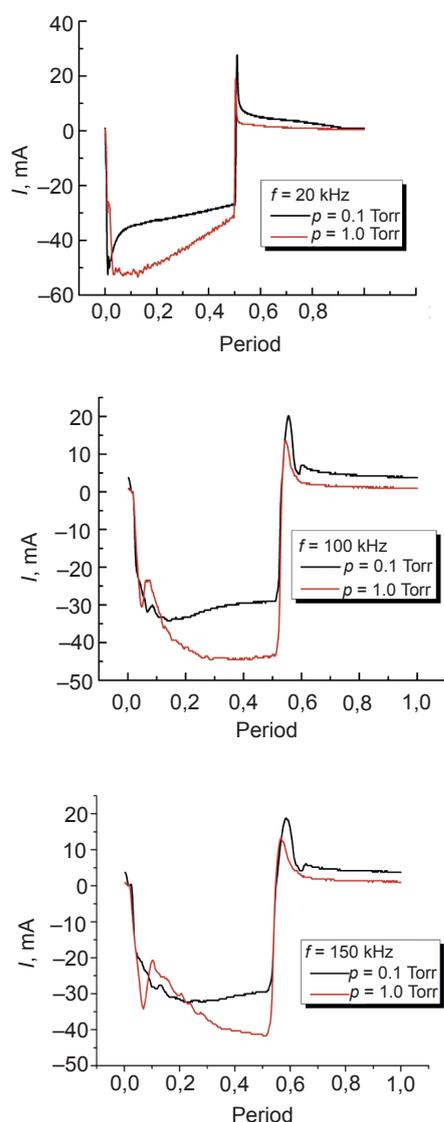


Fig. 8. Comparing the discharge current oscilloscope waveforms for the CF₄ pressure values of 0.1 (700 V) and 1 Torr (488 V) with the duty cycle of 0.5

- I. The capacitive current surge,
- II. The current growth,
- III. The well expressed plateau,
- IV. The current drop.

Consider each of the stages separately.

- I. The capacitive current surge.

The pulse duration of the capacitive current is practically the same for all gases and it amounts about to 0.5 μ s. In this case this pulse approaches 35 mA.

- II. The current growth.

The duration of this stage amounts about to 1–1.5 μ s. The current growth stage for CF₄ is

available not only for the pressure of 0.1 Torr but also for the case of 1 Torr now under consideration. For the discharge with the longest plasma phase of 25 μ s the current growth starts from the values about –25 mA and it finishes at the level of –50 mA.

- III. The plateau.

At the plateau stage the discharge current approaches a certain constant value. For the longest pulse at the frequency of 20 kHz this value is –50 mA. For the discharges with the shorter plasma phase the plateau level is in the limits –(40–50) mA. The duration of this regime is about 4 μ s.

- IV. The current drop.

The stage of the current drop continues until the current stabilizes and approaches the level marked with a horizontal broken straight line. This stage may persist for hundreds microseconds, but we have not fixed the moment of saturation because our generator has not been capable of operating in this frequency range. We have observed only the current drop and the approach to its constant value.

It is worth noting that regardless of the plasma phase duration fixed by establishing the frequency and the duty cycle the discharge undergoes a number of formation stages it has time to undergo during the time period it is allowed to occur.

Let us now compare the oscilloscope waveforms of the discharge current at CF₄ pressure values of 0.1 and 1 Torr with the same duty cycle of 0.5 during a single period of the pulse for the frequency values of 20 kHz, 100 kHz and 150 kHz (see Fig. 9). From this figure one may draw the conclusion that on growing the gas pressure the growth period of the discharge current also increases. For example, for the frequency of 20 kHz at the pressure of 0.1 Torr the time required for the discharge current to approach its maximum value amounts to about 1 μ s and at 1 Torr it increases to 2 μ s and then it approaches a plateau. During the remaining part of the plasma phase the discharge current decreases uniformly. For the frequency of 100 kHz the discharge current at the pressure of 0.1 Torr approaches its maximum and then it decreases partially whereas as at 1 Torr it has only time to approach a plateau. For a still larger frequency of 150 kHz and the gas pressure of 1 Torr the

oscilloscope waveform for the discharge plasma phase consists almost totally of the growing portion of the current.

CONCLUSIONS

This paper has studied the current and voltage oscilloscope waveforms of the pulsed discharge in oxygen and carbon tetrafluoride within the frequency range from 20 to 300 kHz, the duty cycle from 0.15 to 0.85 for two pressure values of 0.1 and 1 Torr. It has been demonstrated that the current oscilloscope waveforms of the glow pulsed discharge in these gases possess a plasma phase and an afterglow phase.

During the formation processes the plasma phase is going through the following stages: 1. The capacitive pulse current stage of about 0.5–1 μ s in duration; 2. The current growth stage which duration depended on the gas species, the plasma phase duration and the pressure; 3. The plateau stage which was remarkably expressed only for CF_4 , and it was absent in oxygen; 4. Current decrease stage of tens microseconds in duration down to the level corresponding to the direct voltage discharge.

The work was carried out with the financial support of the Ministry of Education and Science of Ukraine on the topics of research works 0115U000477 and 0115U003166.

REFERENCES

1. Mathur S., Singh M. (Eds.) *Nanostructured Materials and Nanotechnology III*. — Wiley, 2010. — 179 p.
2. Harry J. E. *Introduction to Plasma Technology: Science, Engineering and Applications*. — Wiley, 2010.
3. Lee J. -H., Liu D. N., Wu Ch. -T. *Introduction to flat panel displays*. — Wiley, 2008.
4. Chabert P., Braithwaite N. *Physics of Radio-Frequency Plasmas*, Cambridge University Press. — Cambridge, 2011.
5. Fridman A. *Plasma Chemistry*, Cambridge University Press, 2008.
6. Korolev Yu. D., Mesyats G. A. *Physics of pulsed breakdown in gases*. — Ekaterinburg: URO-Press, 1998.
7. Efimova V. PhD Thesis «Study in analytical glow discharge spectrometry and its application in materials science». — Technische Universitat Dresden, 2011.
8. Potamianou S., Spyrou N., Held B. A study of the behavior of a DC pulsed low pressure point-to-plane discharge // *Eur. Phys. J.: AP*. — 2003. — Vol. 22. — P. 179–188.
9. Clement F., Held B., Soulem N., Spyrou N. Polystyrene thin films treatment under DC pulsed discharges conditions in nitrogen // *Eur. Phys. J.: AP*. — 2001. — Vol. 13. — P. 67–73.
10. Clement F., Held B., Soulem N. Polystyrene thin films treatment under DC pulsed discharges conditions in oxygen // *Eur. Phys. J.: AP*. — 2001. — Vol. 16. — P. 141–147.
11. Clement F., Held B., Soulem N. Polystyrene thin films treatment under DC pulsed discharges conditions in nitrogen-argon and oxygen-argon mixtures // *Eur. Phys. J.: AP*. — 2002. — Vol. 17. — P. 119–130.
12. Bussiahn R., Gortchakov S., Lange H., Loffhagen D. Pulsed excitation of low-pressure He-Xe glow discharges // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2006. — Vol. 39. — P. 66–72.
13. Zeze D. A., Joyce A. M., Anderson C. A., Brown N. M. D. Control and mass selection of C_nH_m fragments in an inductively coupled pulsed plasma // *App. Phys. Letters*. — 2002. — Vol. 80, No. 1. — P. 22–24.
14. Booth J. P., Abada H., Chabert P. and Graves D. B. CF and CF_2 radical kinetics and transport in a pulsed CF_4 ICP // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 2005. — Vol. 14. — P. 273–282.
15. Maresca A., Orlov K., and Kortshagen U. Experimental study of diffusive cooling of electrons in a pulsed inductively coupled plasma // *Physical Review E*. — 2002. — Vol. 65, No. 5. — P. 056405.
16. Malkin O.A. *Impulsny tok i relaksatsiya v gaze (Pulsed current and relaxation in a gas)*. — M.: Atomizdat, 1974. — 280 p.
17. De Benedictis S., Dilecce G., and Simek M. Excitation and decay of $N_2(B^3\Pi_g, v)$ states in a pulsed discharge: Kinetics of electrons and long-lived species // *Journal of Chemical Physics*. — 1999. — Vol. 110, No. 6. — P. 2947–2962.
18. Kono A., Negative ions in processing plasmas and their effect on the plasma structure // *Applied Surface Science*. — 2002. — Vol. 192, issues 1–4. — P. 115–134.
19. Gudmundsson J. T., Kouznetsov I. G., Patel K. K. and Lieberman M. A. Electronegativity of low-pressure high-density oxygen discharges // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2001. —

- Vol. 34, No. 7. — P. 1100–1109.
20. Gudmundsson J. T. Recombination and detachment in oxygen discharges: the role of metastable oxygen molecules // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2004. — Vol. 37, No. 15. — P. 2073–2081.
 21. Franklin R. N. The role of O_2 ($a^1\Delta_g$) metastables and associative detachment in discharges in oxygen // *J. Phys. D: Appl. Phys.* — 2001. — Vol. 34, No. 12. — P. 1834–1839.
 22. Ivanov V. V., Klopovsky K. S., Lopaev D. V., Rakhimov A. T., and Rakhimova T. V. Experimental and Theoretical Investigation of Oxygen Glow Discharge Structure at Low Pressures // *IEEE Transactions on Plasma Science.* — 1999. — Vol. 27, No. 5. — P. 1279–1287.
 23. Kaga K., Kimura T., Ohe K. Spatial profile measurements of charged particles in capacitively-coupled RF (13.56 MHz) oxygen discharges // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 2001. — Vol. 40, No. 1. — P. 330–331.
 24. Denpoh K., Nanbu K. Self-consistent particle simulation of radio-frequency CF_4 discharge: effect of gas pressure // *Jpn. J. Appl. Phys.* — 2000. — Vol. 39, No. 5A. — P. 2804–2808.
 25. Metsi E., Gogolides E., and Boudouvis A. Instabilities and multiple steady states of radio-frequency discharges in CF_4 // *Physical Review E.* — 1996. — Vol. 54, No. 1. — P. 782–790.
 26. Imtiaz M. A., Tsuruta Sh. and Mieno T. Production of a large-volume negative-ion source using a multistring-type CF_4 magnetized plasma // *Plasma Sources Sci. Technol.* — 2007. — Vol. 16, No. 2. — P. 324–329.

ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ ТРАНСПОРТИРУЮЩИХ СВОЙСТВ ВАКУУМНО-ДУГОВЫХ ФИЛЬТРОВ

Д. С. Аксёнов, И. И. Аксёнов, В. Е. Стрельницкий

*Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 20.12.2016

В работе описана модернизация многоканального зонда, который совместно с написанным для его работы программным обеспечением представляет собой современный инструмент для настройки и изучения транспортирующих свойств вакуумно-дуговых источников плазмы. Изучено влияние магнитного поля катушек Т-образного фильтра на величину и пространственное распределение выходного ионного тока. Установлены оптимальные величины токов катушек, позволяющие существенно повысить производительность изучаемого устройства.

Ключевые слова: вакуумная дуга, фильтр, зонд, ионный ток, транспортировка плазмы.

ПРОГРАМНО-АППАРАТНИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ОПТИМІЗАЦІЇ ТРАНСПОРТУВАЛЬНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ВАКУУМНО-ДУГОВИХ ФІЛЬТРІВ

Д. С. Аксьонов, І. І. Аксьонов, В. Є. Стрельницький

В роботі описано модернізацію багатоканального зонда, який сумісно з написаним для його роботи програмним забезпеченням представляє собою сучасний інструмент для налаштування та вивчення транспортувальних властивостей вакуумно-дугових джерел плазми. Вивчено вплив магнітного поля котушок Т-подібного фільтра на величину та просторовий розподіл вихідного іонного струму. Встановлено оптимальні величини струмів котушок, які дозволяють суттєво підвищити продуктивність пристрою, що вивчається.

Ключові слова: вакуумна дуга, фільтр, зонд, іонний струм, транспортування плазми.

SOFTWARE-HARDWARE COMPLEX FOR OPTIMIZATION OF TRANSPORTING ABILITIES OF VACUUM ARC FILTERS

D. S. Aksyonov, I. I. Aksenov, V. E. Strel'nitskij

This work describes optimization of multichannel probe, which in couple with the written for its work software presents a modern tool for adjustment and study of transporting abilities of vacuum arc plasma sources. Influence of magnetic field created by coils of T-shaped filter on spatial distribution of output ion current was investigated. Optimal values of coils currents, which allow one to increase productivity of studied device, were determined.

Keywords: vacuum arc, filter, probe, ion current, plasma transport.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее распространённых методов получения функциональных покрытий является осаждение из плазмы дугового разряда в атмосфере активного газа или в вакууме. Метод осаждения широко распространён в машиностроении, приборостроении, электронике, производстве инструментов, декоративных изделий и т. д. [1] благодаря своим уникальным возможностям. Ток дугового разряда протекает через катодные пятна малых размеров (микрометры), что приводит к испарению катодного материала в виде

плазмы, степень ионизации которой может достигать 100 % [1]. Поток ионов, который можно извлекать из плазмы без нарушения условий существования разряда, достигает 19 % от величины тока разряда [2]. Покрытие формируется за счёт конденсации этого потока на подложке, а толщина этого покрытия пропорциональна плотности ионного потока и времени осаждения. Таким образом, существует возможность прогнозирования производительности вакуумно-дуговых устройств осаждения путём измерения плотности выходного ионного тока, что существенно

ускоряет процесс наладки таких устройств и поиск оптимальных параметров процесса осаждения [3].

Величину плотности ионного тока на выходе фильтра измеряют при помощи зондов, которые устанавливают в области выходного сечения фильтра. На зонд, который обычно представляет собой плоский диск, подают отрицательный потенциал [3, 5–7] для «отсечения» электронного компонента плазмы. Величину этого потенциала подбирают такой, чтобы его дальнейший рост не приводил к увеличению выходного тока. В большинстве случаев величина отрицательного потенциала на зонде составляет (40–120) В. Для поиска оптимального режима осаждения, обычно он соответствует максимуму выходного тока, изучают влияние параметров процесса осаждения (напряжённость магнитных полей внутри плазмоведа, давление газовой среды и т. п.) на величину ионного тока.

На практике зачастую необходимо добиться не только максимальной производительности системы осаждения, а ещё и равномерного распределения толщины покрытия по поверхности подложки. Поэтому одной только величины выходного тока становится недостаточно: необходимо также знать распределение плотности тока по поверхности предполагаемой подложки, то есть зонда, а также зависимость этого распределения от параметров процесса осаждения. Очевидно, что типичный дисковый зонд не способен предоставить такие данные.

Для решения этой задачи применяют либо зонды малых размеров, либо многоканальные зонды. В первом случае зонд перемещают в плоскости осаждения, получая в итоге картину распределения тока в этой плоскости [8]. Недостатками такого подхода однозначно являются сложность перемещения этого зонда и обеспечение точности его позиционирования. Во втором случае зонд представляет собой массив из малогабаритных зондов (ячеек) [6, 9–11], данные с которых измеряют одновременно, что, безусловно, ускоряет процесс оптимизации фильтра. К недостаткам второго метода измерения можно отнести сложность конструкции зонда и необходимость в дополнительном

оборудовании, которое обеспечивает возможность снятия показаний с него.

Измеряемая величина плотности выходного тока зависит как от плотности попадающего на зонд потока ионов, так и от кратности заряда этих ионов, зависящей от параметров процесса осаждения. Таким образом, наблюдаемый прирост величины измеряемого тока может являться ростом кратности заряда попадающих на зонд ионов. Вышесказанное означает, что оценка скорости осаждения покрытий и их однородности по показаниям выходного тока является достаточно грубой и поэтому конечной стадией определения эффективности системы осаждения всегда является непосредственно осаждение покрытия.

Целью данной работы является создание средств для изучения и оптимизации транспортирующих свойств источников вакуумно-дуговой плазмы.

ОБОРУДОВАНИЕ

Измерения распределений плотности выходного ионного тока выполнялись на установке вакуумно-дугового осаждения «Булат-6» с установленным на неё Т-образным фильтром, который схематически показан на рис. 1. Фильтр состоит из Т-образного плазмоведа 3, к входным секциям P1 и P2 которого присоединены, соответственно, вакуумно-дуговые испарители 1 и 2. К рабочей камере 5 фильтр стыкуется своей выходной секцией P3. Генераторы плазмы включают в себя аноды A1 и A2,

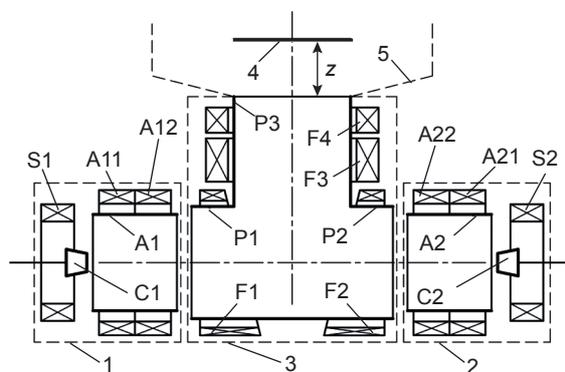


Рис. 1. Схематическое изображение установки: 1, 2 — генераторы плазмы, 3 — Т-образный плазмовод, 4 — зонд, 5 — рабочая камера, C1, C2 — катоды, P1, P2 — входные секции плазмоведа, P3 — выходная секция плазмоведа, z — расстояние между выходным сечением фильтра и измерительной поверхностью зонда

катоды С1 и С2, стабилизирующие катушки S1 и S2 и анодные катушки А11, А12, А21, А22. На входные секции Т-образного плазмоведа намотаны отклоняющие катушки F1 и F2, на выходную секцию, соответственно, выходные катушки F3 и F4. Зонд 4 для измерений плотности выходного тока устанавливался на расстоянии z от выходного сечения фильтра.

Токи в магнитных катушках системы (если не сказано иное) были установлены следующими: $I_{S1} = I_{S2} = 1,5$ А, $I_{A11} = I_{A21} = -0,4$ А, $I_{A12} = I_{A22} = 0,5$ А, $I_{F1} = I_{F2} = 2$ А, $I_{F3} = 4$ А, $I_{F4} = -3$ А.

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ЗОНД

Для измерений плотности выходного тока использовался модернизированный вариант многоканального (матричного) зонда [10]. Модернизация заключалась в усовершенствовании его конструкции: перенесены изоляторы ячеек зонда, улучшена точность их позиционирования, уменьшены габариты, убраны элементы несущей конструкции, подвергавшиеся чрезмерному нагреву и, следовательно, деформации и короткому замыканию. Усовершенствование зонда позволило добиться его многочасовой непрерывной работы без необходимости обслуживания и чистки.

Фотографии используемого зонда в разобранном виде приведены на рис. 2. Зонд содержит 32 измерительных ячейки 3, которые состоят из шпильки с закреплённым на ней диском, диаметр которого равен 23 мм. Эти ячейки закреплены на одном из двух (дальнем от зоны измерения) несущих дисков 1 через изоляторы 4. Несущие диски имеют диаметр 180 мм и стянуты несколькими шпильками 2. Измерительные ячейки зонда расположены в 6 рядов с шагом 27 мм: верхний и нижний ряды содержат по 4 ячейки, остальные — по 6. Поверх всей конструкции надевается защитный кожух (на рисунке не показан), предотвращающий запыление изоляторов, длина зонда без чехла составляет 95 мм. Все части зонда (кроме изоляторов) выполнены из немагнитной нержавеющей стали.

Каждая ячейка зонда подключена к отдельному каналу многоканального АЦП,

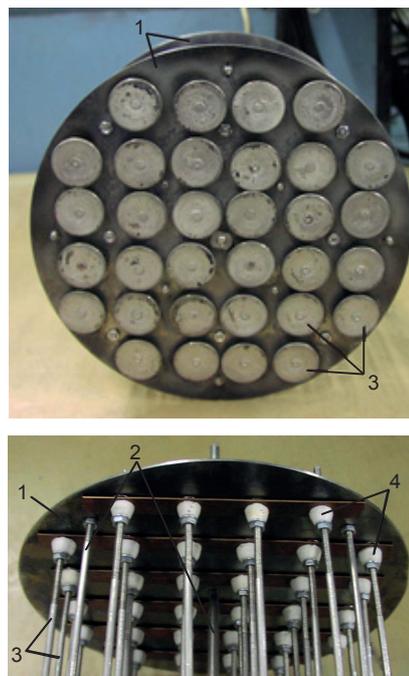


Рис. 2. Модернизированный многоканальный зонд в разобранном виде

что даёт возможность измерять плотность ионного тока в 32-х точках поверхности зонда одновременно. Результат таких измерений позволяет вычислить распределение плотности этого тока по поверхности зонда. Суммарный ионный ток вычислялся как сумма сигналов всех ячеек зонда. Потенциал, подаваемый на ячейки зонда, составляет -120 В. Коэффициент полезного (учитывается только площадь ячеек) перекрытия зондом выходного сечения фильтра составляет 27 %. Общая площадь измерительных ячеек относительно площади лицевой стороны зонда (несущего диска) составляет 53 %. Это свидетельствует о необходимости дальнейшего усовершенствования конструкции зонда, однако за счёт значительных изменений конструкции.

ИЗМЕРЕНИЕ И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТА

Для работы одноканальных зондов требуется источник питания необходимой мощности для подачи на зонд отрицательного напряжения и амперметр. Однако в случае использования многоканальных зондов, помимо необходимости подачи потенциала отдельно на каждую из ячеек, также необходимо измерять электрический ток каждой из этих ячеек. Причём производить такие измерения желательно с большой частотой.

Очевидно, что без «автоматики» выполнить такую задачу крайне сложно. Поэтому ячейки используемого многоканального зонда были подключены к АЦП, который установлен в персональный компьютер. Для управления АЦП (режимами измерений зонда), а также для обработки и визуализации данных измерений, написано соответствующее программное обеспечение.

Данная программа написана таким образом, чтобы иметь возможность производить измерения, обрабатывать их и выводить результат в режиме реального времени на маломощном оборудовании. Результаты выводятся как в численном виде — данные каждого из измерений по всем каналам и усреднённые по времени величины сигнала, так и в графическом — в виде плоских и/или трёхмерных диаграмм. При этом обработка результата в реальном времени не вносит каких-либо заметных задержек в процесс измерения, что позволяет пользователю производить настройку режима работы вакуумно-дугового устройства «на лету» без необходимости документирования всех промежуточных результатов.

Для удобства работы и увеличения информативности отображаемых результатов программа оснащена возможностью тонкой настройки вида диаграмм — изменять цвета, масштабы осей, толщины линий и т. п., а также вращать диаграммы вокруг трёх осей. Чтобы упростить процесс сравнения данных на нескольких диаграммах, включая ту, что находится в процессе рисования (измерения), добавлена возможность цветового выделения диапазона данных. Пример такого выделения и внешний вид диаграмм, отображаемых программой, приведен на рис. 3.

Результаты измерений в численном виде отображаются в отдельной плоскости программы. Для последующей их обработки предусмотрена функция экспорта данных в текстовый файл с возможностью настройки синтаксиса вывода, что необходимо для правильной интерпретации этих файлов другими программами, например, MS Excel.

Одной из немаловажных функций программы с точки зрения простоты работы и обслуживания зонда является так называемый «ремаппинг». Он позволяет подключать ячейки зонда к измерительным

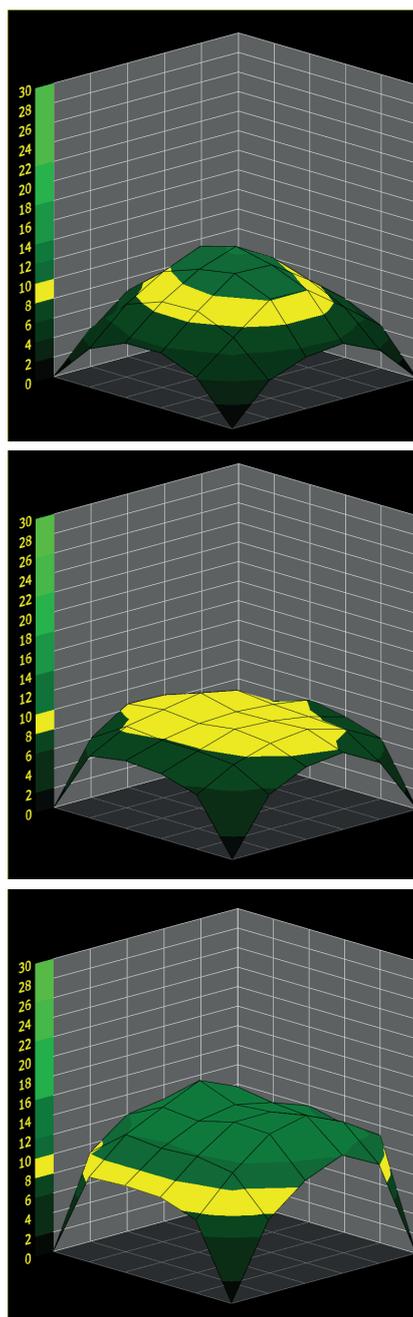


Рис. 3. Внешний вид трёхмерных диаграмм, отображаемый программой для управления зондом

каналам АЦП в произвольном порядке. Впоследствии, при запуске программы, можно в интерактивном режиме указать какая ячейка зонда относится к конкретному каналу. Эти настройки хранятся в программе и используются при построении диаграмм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Постоянное перемещение катодных пятен по поверхности катода приводит к тому, что генерируемые ими плазменные струи проходят по различным траекториям внутри плазмоведа. В результате будет наблюдаться

перемещение максимумов ионного тока по поверхности зонда, что продемонстрировано на рис. 4. Однако процесс осаждения покрытий (за исключением сверхтонких) длится более продолжительный промежуток времени,

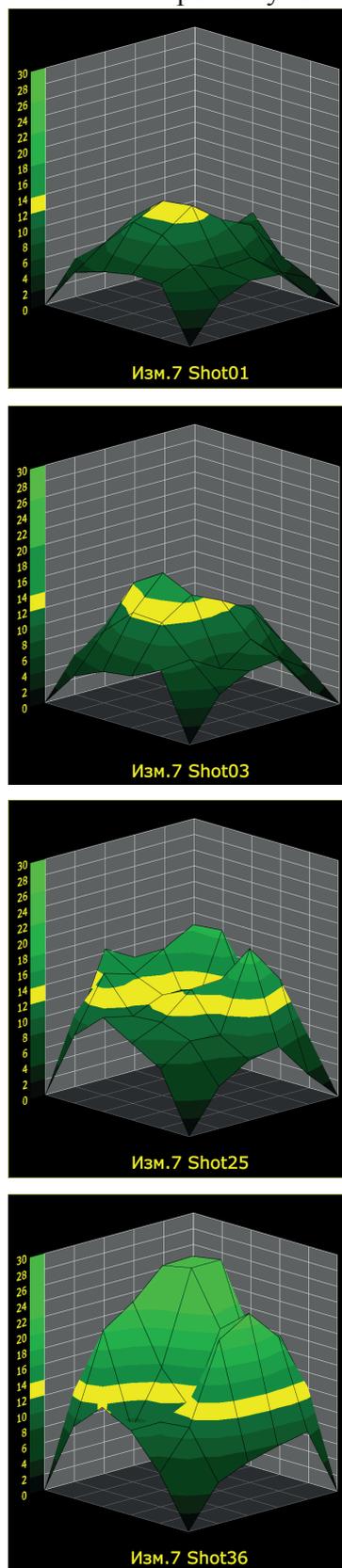


Рис. 4. «Мгновенные» значения выходного тока

достаточный для того, чтобы плазменные потоки конденсировались на более значительной части подложки. Профиль толщины сформированного покрытия будет в значительной мере отличаться от «мгновенного» значения выходного тока, приведенного на рис. 4. Чтобы иметь возможность сопоставить распределения толщины покрытия и плотности выходного тока необходимо производить замеры последнего в течение некоторого времени с последующим усреднением.

Для того чтобы установить необходимое время интегрирования сигнала зонда произведены «высокоскоростные» измерения величины и распределения плотности выходного ионного тока на выходе Т-образного фильтра. Остановка процесса измерения (и усреднения) производилась по количеству прошедшего времени, а не по количеству единичных замеров. Измерения проводились при таких условиях: давление газа в рабочей камере $P = 3$ мТорр, расстояние между измерительной плоскостью зонда и выходным сечением фильтра $z = 25$ мм, дуговые токи обоих испарителей $I_{a1} = I_{a2} = 100$ А, используемый материал катодов — титан. Установлено, что для стабилизации сигнала достаточно промежутка времени, равного $t = 0,5$ с. Более детально результаты приведены на рис. 5.

Влияние времени интегрирования на распределение выходного тока приведено на рис. 6. Приведенные на рисунке результаты подтверждают правильность сделанных выводов: начиная с времени $t = 0,6$ с распределение плотности ионного тока на выходе фильтра одинаково. Необходимо отметить, что данные, приведенные на рисунках 5 и 6, являются результатом разных измерений. Поэтому максимум на рис. 5 для $t = 0,1$ с

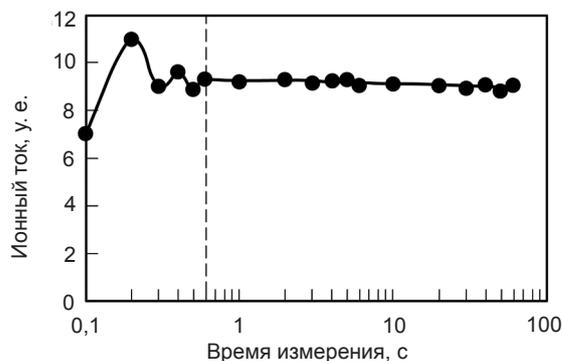


Рис. 5. Зависимость среднего значения выходного тока от времени интегрирования сигнала

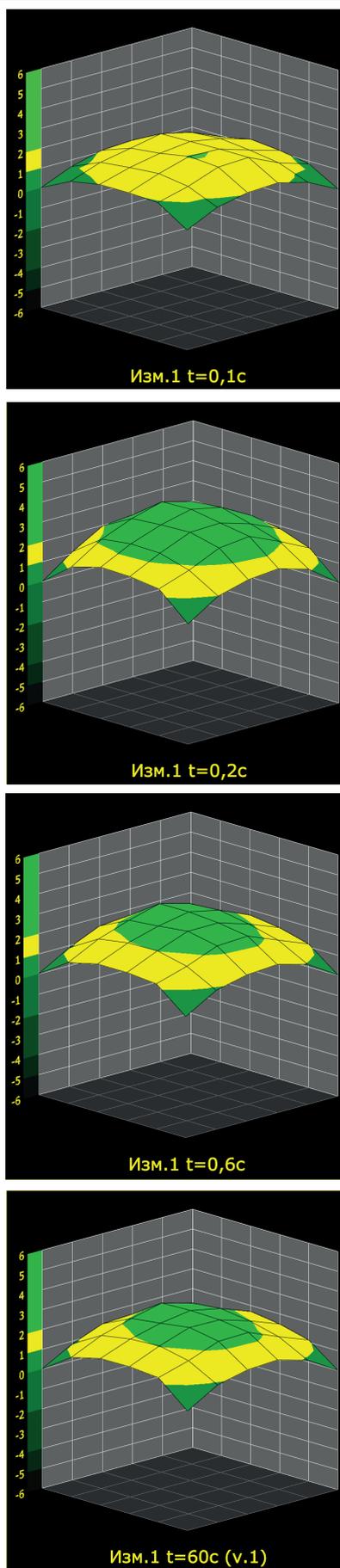


Рис. 6. Зависимость сигнала зонда от времени интегрирования

соответствует минимуму на рис. 6 для того же значения времени.

Ранее была продемонстрирована и изучена методика смешивания нескольких потоков плазмы в один [12]. Целью такого смешивания плазменных потоков является получение однородных по составу и толщине многокомпонентных покрытий (например, TiAlN) или однородных по составу однокомпонентных покрытий (таких, как TiN). Ввиду замагниченности потоки плазмы от разных катодов двигаются параллельно друг другу (в выходной секции плазмоведа) практически не смешиваясь. Однако создание ослабленного магнитного поля на выходе двухканального Т-образного фильтра, изучаемого в данной работе, позволяет нарушить одно из условий замагниченности и, тем самым, добиться смешивания плазменных потоков. Схематически процесс перемешивания показан на рис. 7.

Явление возможно дополнительно изучить с помощью программно-аппаратного комплекса, описанного в данной работе. Для достижения этой цели поставлено два эксперимента в условиях, при котором наблюдалось смешивание [12]. В первом эксперименте зонд перемещался вдоль оси z (см. рис. 1) в диапазоне от -50 мм до 250 мм с шагом 5 мм. В каждой точке производилось измерение распределения плотности выходного тока при $t = 10$ с ($\sim 10^3$ измерений по каждому из каналов). Наиболее информативные результаты измерений плотности тока приведены на рис. 8.

Видно, что при расстоянии z , равном -50 мм, что соответствует расположению

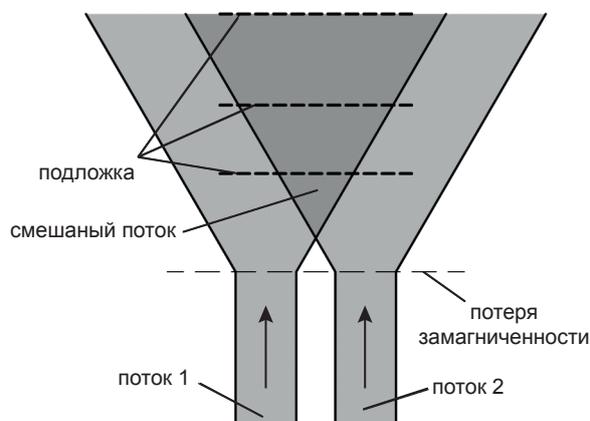


Рис. 7. Схематическое изображение процесса формирования зоны перемешивания плазменных потоков

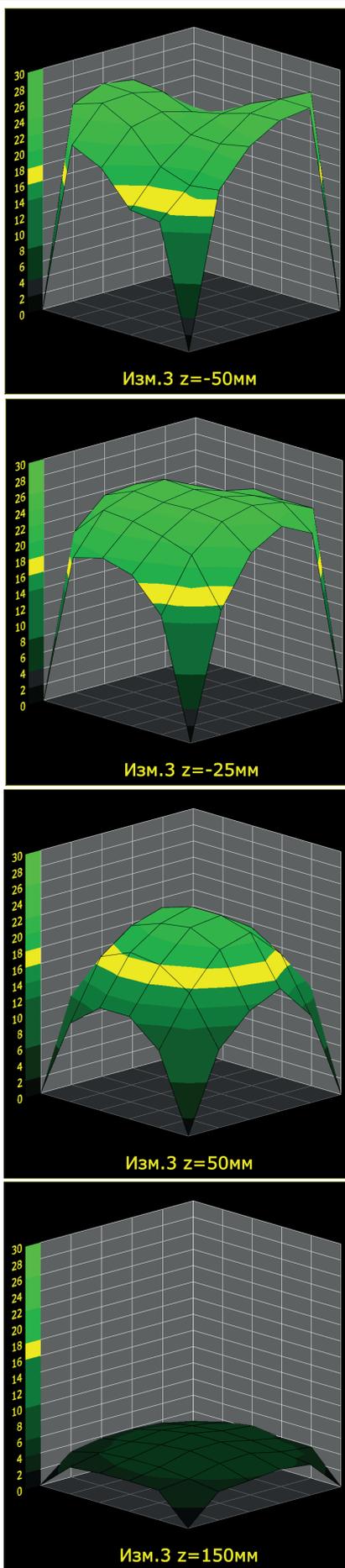


Рис. 8. Влияние расстояния выход-зонд (z) на распределение плотности ионного тока

зонда внутри плазмоведа, распределение плотности тока имеет два явно выраженных максимума. Каждый из этих максимумов смещён в сторону «своего» плеча плазмоведа. Наличие максимумов свидетельствует о том, что два плазменных потока находятся в несмешанном (или частично смешанном) состоянии. При увеличении расстояния z между измерительной плоскостью зонда и выходным сечением фильтра максимумы плотности тока пропадают и распределение становится плоским. Перемещение зонда внутрь камеры ($z > 0$) приводит к снижению плотности выходного тока в результате потерь плазмы при её контакте с газовой мишенью. Ситуация наглядно продемонстрирована поведением кривых на рис. 9.

С целью улучшения условий транспортировки плазменных потоков и, следовательно, увеличения производительности вакуумно-дугового источника многокомпонентной плазмы изучено влияние на величину и распределение плотности выходного ионного тока величины магнитного поля, создаваемого каждой из катушек, а также величины разрядных токов. Результаты этих исследований приведены на рис. 10–13.

Как видно из рис. 10, усиление индукции поля поворотных катушек F1 и F2 приводит к существенному росту величины выходного тока, что связано с уменьшением потерь плазмы при прохождении изгиба плазмоведа. При отключении этих катушек в выходную часть Т-фильтра плазма попадает только в виде «потерь» в остроугольном магнитном поле, создаваемом катушками плеч фильтра.

Усиление магнитного поля внутри анодов Т-образного фильтра должно снизить потери

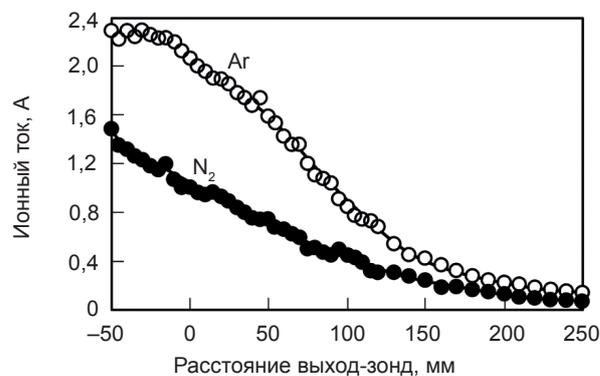


Рис. 9. Зависимость величины выходного тока от расстояния z между зондом и выходом фильтра

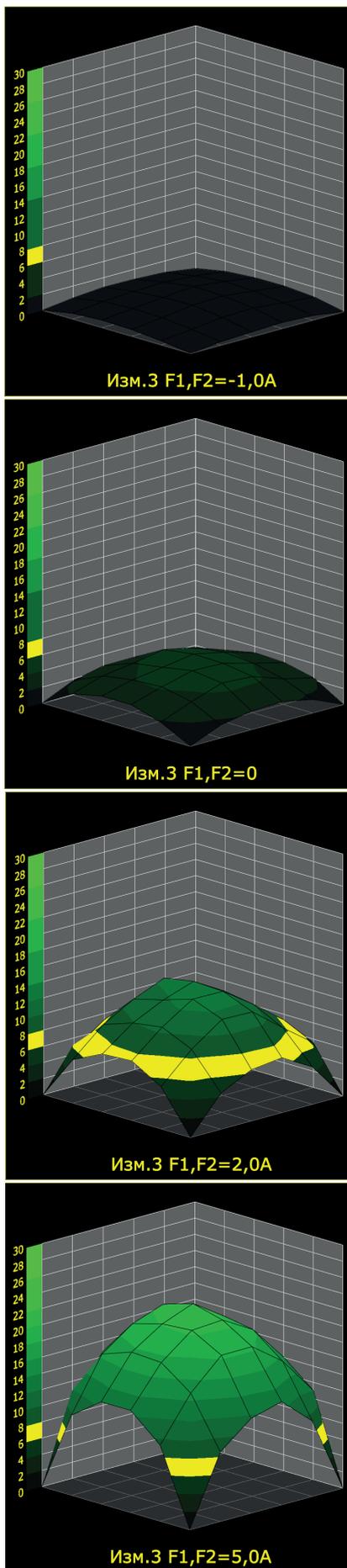


Рис. 10. Влияние тока магнитных катушек F_1 и F_2 на распределение плотности ионного тока

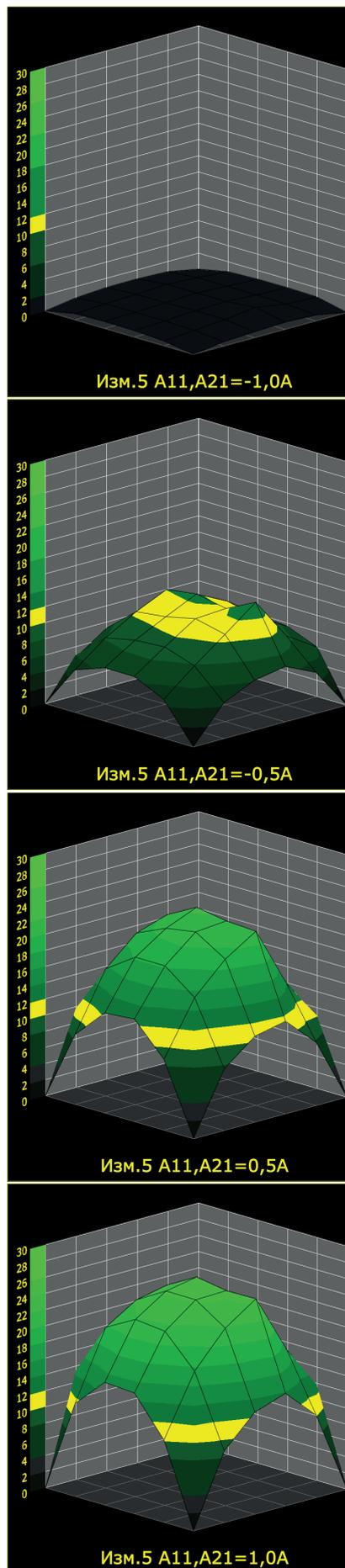


Рис. 11. Влияние тока магнитных катушек A_{11} и A_{21} на распределение плотности ионного тока

плазмы внутри них за счёт улучшения условий транспортировки. Плазменный поток в таком случае становится более плотным — большая его часть проходит по входной оси фильтра (ось анода), т. е. фокусируется. Когда поток плазмы от одного из катодов достигает области поворота фильтра, то он находится на большем удалении от угла, образованного стыком выходной и входной секций. В результате меньшая часть этого потока плазмы будет потеряна при касании с этим углом. Влияние магнитного поля анодных катушек A11 и A21 на величину и распределение выходного тока фильтра показано на рис. 11.

Результаты измерений, приведенные на рисунке, подтверждают правильность вышеизложенных рассуждений: с ростом тока анодных катушек A11 и A21 растёт и выходной ионный ток. Встречное включение этих катушек ($I_{A11} = I_{A21} = -1$ А) приводит к практически полному отсутствию тока на выходе, так как вся плазма конденсируется на внутренней поверхности анодов.

Подобная картина наблюдается и при изменении токов вторых анодных катушек (A12 и A22), а также разрядных токов. С ростом тока катушек A12 и A22 величина и распределение плотности выходного тока изменяются практически так же, как показано на рис. 11 для катушек A11 и A21, и объясняется улучшением условий транспортировки плазмы. С ростом тока дуги линейно увеличивается выходной ионный ток фильтра (рис. 12), что согласуется с результатами работы [1, 3].

Несколько иной характер имеет зависимость выходного тока (и его распределения по поверхности зонда) от индукции поля, создаваемого выходной катушкой F3 (рис. 13). При увеличении тока катушки в диапазоне от

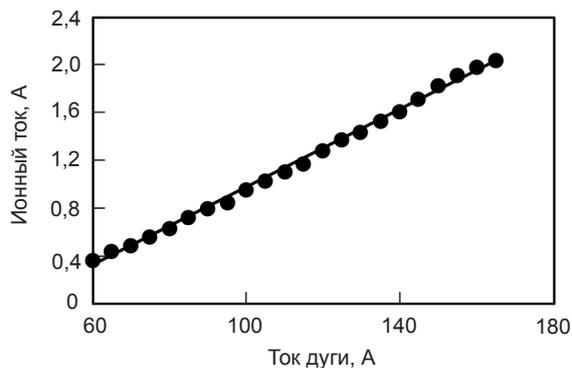


Рис. 12. Зависимость величины выходного тока от силы дуговых токов

$I_{F3} = 0$ до $I_{F3} = 2$ А выходной ток также увеличивается. Распределение ионного тока по поверхности зонда при этом приобретает более плоский характер: максимум на выходной оси системы становится менее выраженным. Однако это является не следствием снижения самого максимума на оси, а результатом роста плотности тока на периферии, что отчётливо видно на рис. 13 для значений I_{F3} равных 0 и 3 А. Дальнейшее увеличение силы тока катушки (до $I_{F3} = 5,2$ А) вызывает монотонное снижение плотности плазмы, попадающей на зонд без каких-либо значимых изменений в его распределении. Последнее, наиболее вероятно, связано с ухудшением условий инжекции плазмы в область магнитного поля с увеличивающейся индукцией [13].

Не менее интересными являются результаты измерений выходного тока, полученные при встречном включении катушки F3 ($I_{F3} < 0$). По мере усиления встречного поля этой катушки, помимо снижения плотности выходного тока, также наблюдается изменение его распределения по поверхности зонда. Профиль этого распределения, как видно из рис. 13, приобретает горбообразный вид. Это говорит о неравномерности потерь плазмы относительно изгиба плазмоведа: в верхней и нижней частях плазмоведа потери максимальны, в боковых — минимальны.

Приведенные выше результаты показали, что путём настройки магнитной системы исследуемой вакуумно-дуговой системы с Т-образным фильтром возможно повысить её транспортирующие свойства. Такая оптимизация может повысить её производительность, т.е. в значительной мере увеличить скорость осаждения покрытий. Для этого необходимо выставить такие токи магнитных катушек, при которых наблюдался максимальный ионный ток на выходе. Результат такой оптимизации показан на рис. 14.

Оптимизация производительности исследуемого источника плазмы позволила добиться увеличения выходного ионного тока на выходе почти в 3 раза (с 664 мА до 1,9 А). Необходимо отметить, что данный результат получен при изменении токов катушек

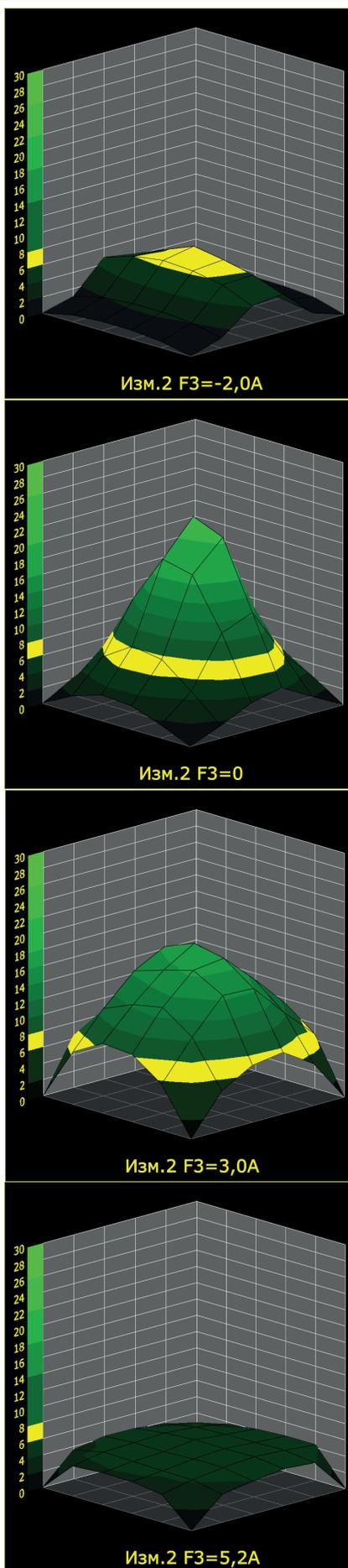


Рис. 13. Влияние тока магнитной катушки F3 на распределение плотности ионного тока

F3, F1 и F2. Ток анодных катушек (A11, A12, A21, A22) остался прежним, поскольку его рост вызывал нестабильность работы вакуумно-дуговой системы в целом. При усилении поля внутри анодов происходило их магнитное экранирование с последующим ростом напряжения на разрядном промежутке до ~ 90 В. Мощности используемых источников питания дуги для работы в таком режиме оказалось недостаточно. В дополнение к этому наблюдался существенный перегрев рабочей камеры (водоохлаждаемой), что, по всей видимости, также связано с магнитным экранированием анодов. Значительная часть разрядного тока протекала вдоль силовых линий магнитного поля (через плазму) на стенки камеры вместо анодов.

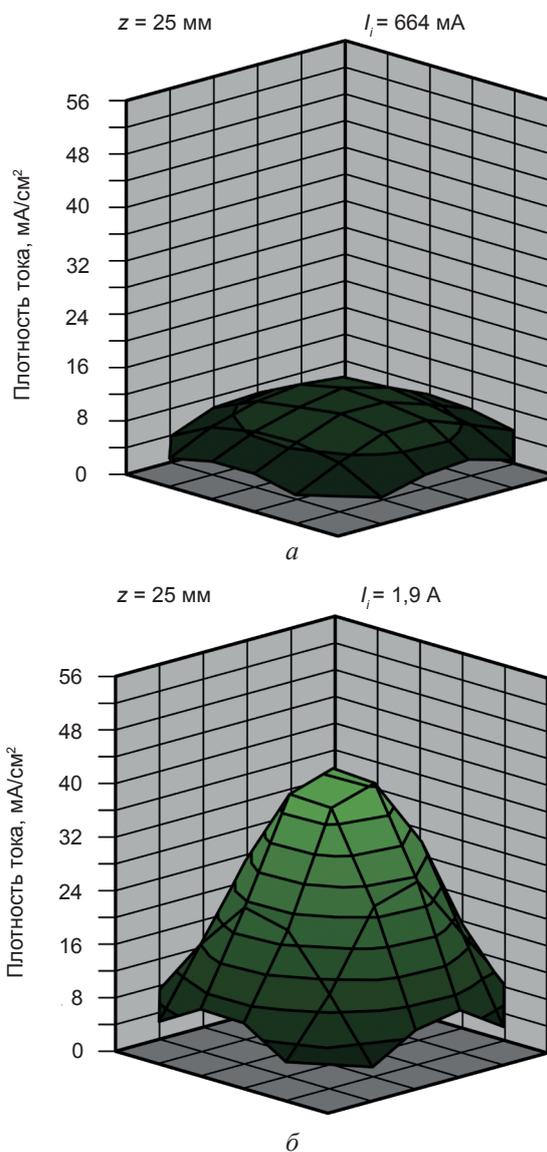


Рис. 14. Распределения плотности потока плазмы — начальное (а) и оптимизированное (б)

ВЫВОДЫ

Создан и исследован программно-аппаратный комплекс, включающий в себя модернизированный вариант многоканального матричного зонда и специализированное программное обеспечение, позволяющее производить наладку транспортирующих свойств вакуумно-дуговых источников плазмы, а также исследовать поведение плазменных потоков в них под действием различных внешних факторов.

При помощи данного комплекса продемонстрирован процесс смешивания нескольких потоков плазмы от различных катодов в один при их прохождении внутри выходной секции Т-образного плазмоведа.

Установлены величины токов магнитных катушек Т-образного фильтра, обеспечивающие его максимальную пропускную способность, что позволило увеличить производительность вакуумно-дугового источника плазмы с Т-образным фильтром примерно в 3 раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anders A. Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation. — New York: Springer, 2008. — 542 p.
2. Anders A., Oks E. M., Yushkov G. Y. et al. Measurements of the total ion flux from vacuum arc cathode spots // IEEE Trans. Plasma Sci. — 2005. — Vol. 33. — P. 1532–1536.
3. Аксёнов И. И., Андреев А. А., Белоус В. А., Стрельницкий В. Е., Хороших В. М. Вакуумная дуга: источники плазмы, осаждение покрытий, поверхностное модифицирование. — Киев: Наукова думка, 2012. — 728 с.
4. Anders A., MacGill R. A. Asymmetric Injection of Cathodic Arc Plasma into a Macroparticle Filter // J. Appl. Phys. — 2004. — Vol. 95. — P. 7602–7606.
5. Kleiman A., Márquez A., Boxman R. L. Performance of a magnetic island macroparticle filter in a titanium vacuum arc // Plasma Sources Sci. Technol. — 2008. — Vol. 17. — P. 015008-1–7.
6. Zhitomirsky V. N., Zarchin O., Wang Sh. G. et al. Ion Current Produced by a Vacuum Arc Carbon Plasma Source // IEEE Trans. Plasma Sci. — 2001. — Vol. 29, No. 5. — P. 776–780.
7. Baranov O., Romanov M., Ostrikov K. Effective control of ion fluxes over large areas by

magnetic fields: From narrow beams to highly uniform fluxes // Physics of Plasmas. — 2009. — Vol. 16. — P. 053505-1–5.

8. Yukimura K., Muraho T., Ma X., Ikehata T. Ion current distribution on a 200-mm-diameter disk target by titanium cathodic arc plasma-based ion implantation and deposition // Surf. Coat. Technol. — 2004. — Vol. 186. — P. 104–107.
9. Бизюков Ю. А., Васильев В. В., Лучанинов А. А., Стрельницкий В. Е. Автоматизированная система измерения пространственного распределения плотности ионного тока в потоке плазмы // Сб. тр. Харьковской нанотехнологической ассамблеи. — Харьков: Тонкие плёнки, 2007. — С. 232–235.
10. Zhitomirsky Y. N., Kinrot U., Alterkop B. Influence of gas pressure on the ion current and its distribution in a filtered vacuum arc deposition system // Surf. Coat. Technol. — 1996. — Vol. 86–87. — P. 263–270.
11. Aksyonov D. S., Aksenov I. I., Luchaninov A. A. et al. Plasma Streams Mixing in Two-Channel T-Shaped Magnetic Filter // Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Vacuum, Pure Materials, Superconductors. — 2011. — No. 6. — P. 116–120.
12. Aksenov I. I. A vacuum arc in erosion plasma sources. — Kharkiv: NSC KIPT, 2005. — 212 p.

REFERENCES

1. Anders A. Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation. — New York: Springer, 2008. — 542 p.
2. Anders A., Oks E. M., Yushkov G. Y. et al. Measurements of the total ion flux from vacuum arc cathode spots // IEEE Trans. Plasma Sci. — 2005. — Vol. 33. — P. 1532–1536.
3. Aksenov I. I., Andreev A. A., Belous V. A., Strel'nickij V. E., Horoshih V. M. Vakuumnaya duga: istochniki plazmy, osazhdenie pokrytij, poverhnostnoe modifitsirovanie. — Kiev: Naukova dumka, 2012. — 728 p.
4. Anders A., MacGill R. A. Asymmetric Injection of Cathodic Arc Plasma into a Macroparticle Filter // J. Appl. Phys. — 2004. — Vol. 95. — P. 7602–7606.
5. Kleiman A., Márquez A., Boxman R. L. Performance of a magnetic island macroparticle filter in a titanium vacuum arc // Plasma Sources Sci. Technol. — 2008. — Vol. 17. — P. 015008-1–7.

6. Zhitomirsky V. N., Zarchin O., Wang Sh. G. et al. Ion Current Produced by a Vacuum Arc Carbon Plasma Source // *IEEE Trans. Plasma Sci.* — 2001. — Vol. 29, No. 5. — P. 776–780.
7. Baranov O., Romanov M., Ostrikov K. Effective control of ion fluxes over large areas by magnetic fields: From narrow beams to highly uniform fluxes // *Physics of Plasmas*. — 2009. — Vol. 16. — P. 053505-1–5.
8. Yukimura K., Muraho T., Ma X., Ikehata T. Ion current distribution on a 200-mm-diameter disk target by titanium cathodic arc plasma-based ion implantation and deposition // *Surf. Coat. Technol.* — 2004. — Vol. 186. — P. 104–107.
9. Bizyukov Yu. A., Vasil'ev V. V., Luchaninov A. A., Strel'nickij V. E. Avtomatizirovannaya sistema izmereniya prostranstvennogo raspredeleniya plotnosti ionnogo toka v potoke plazmy // *Sb. tr. Kharkovskoj nanotehnologicheskoy assamblei*. — Kharkov: Tonkie plenki, 2007. — P. 232–235.
10. Zhitomirsky Y. N., Kinrot U., Alterkop B. Influence of gas pressure on the ion current and its distribution in a filtered vacuum arc deposition system // *Surf. Coat. Technol.* — 1996. — Vol. 86–87. — P. 263–270.
11. Aksyonov D. S., Aksenov I. I., Luchaninov A. A. et al. Plasma Streams Mixing in Two-Channel T-Shaped Magnetic Filter // *Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Vacuum, Pure Materials, Superconductors*. — 2011. — No. 6. — P. 116–120.
12. Aksenov I. I. A vacuum arc in erosion plasma sources. — Kharkiv: NSC KIPT, 2005. — 212 p.

РОЗРОБЛЕННЯ ФІЛЬТРІВ УЛЬТРАФІОЛЕТУ З ВИКОРИСТАННЯМ МЕТОДУ МАТЕМАТИЧНОГО МОДЕЛЮВАННЯ

**В. Б. Капустяник^{1,2}, Б. І. Турко¹, Ю. В. Рудик¹, В. П. Рудик²,
А. П. Васьків², Л. Р. Топоровська¹**

¹Львівський національний університет імені Івана Франка,
м. Львів, Україна

²Науково-технічний і навчальний центр низькотемпературних досліджень
Львівського національного університету імені Івана Франка,
м. Львів, Україна

Надійшла до редакції 23.12.2016

За допомогою методу математичного моделювання визначено технологічний режим виготовлення фільтру ультрафіолетового випромінювання на основі плівки ZnO з оптимальними оптико-спектральними характеристиками.

Ключові слова: оксид цинку, фільтр ультрафіолетового випромінювання, коефіцієнт пропускання, математичне моделювання.

РАЗРАБОТКА ФИЛЬТРОВ УЛЬТРАФИОЛЕТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

**В. Б. Капустяник, Б. И. Турко, Ю. В. Рудик, В. П. Рудик,
А. П. Васькив, Л. Р. Топоровская**

С помощью метода математического моделирования определен технологический режим изготовления фильтра ультрафиолетового излучения на основе пленки ZnO с оптимальными оптико-спектральными характеристиками.

Ключевые слова: оксид цинка, фильтр ультрафиолетового излучения, коэффициент пропускания, математическое моделирование.

DEVELOPMENT OF THE ULTRAVIOLET FILTERS USING THE METHOD OF MATHEMATICAL MODELING

**V. B. Kapustianyk, B. I. Turko, Y. V. Rudyk, V. P. Rudyk,
A. P. Vaskiv, L. R. Toporovska**

Using the mathematical modeling method there was proposed the technological mode of the ultraviolet filter manufacturing on the basis of ZnO film with optimized optical and spectral characteristics.

Keywords: zinc oxide, ultraviolet filter, transmission coefficient, mathematical modeling.

ВСТУП

Оксид цинку — прямозонний напівпровідник з шириною забороненої зони 3,37 eV за кімнатної температури [1]. Тонкі плівки ZnO, зокрема, як фільтри ультрафіолетового випромінювання, антикорозійні і просвітлюючі покриття, хвилеводи, прозорі провідні електроди, тощо, широко використовуються при виготовленні оптичних, оптоелектронних, акустооптичних та інших пристроїв [2–4].

Мета даної роботи — розроблення на основі оксиду цинку тонкоплівкового фільтру ультрафіолетового випромінювання

з максимальною прозорістю у видимій ділянці спектра довжин хвиль світла (приклад використання — сонцезахисні окуляри). Коефіцієнт пропускання при 350 нм не повинен перевищувати 25 %, а в максимумі спектральної характеристики у видимому діапазоні має складати не менше 90 %. При розробленні технологічного процесу отримання плівок методом високочастотного (ВЧ) магнетронного розпилення необхідно враховувати вплив різноманітних факторів, таких як: температура підкладки; склад і тиск робочого газу; потужність генератора ВЧ коливань; час розпилення; величина індукції

магнітного поля; відстань від мішені до підкладки; час, середовище і температура відпалу. Усі ці параметри впливають на величину коефіцієнта пропускання плівок. Тому, для мінімізації числа експериментів доцільно використати метод математичного моделювання [5–8].

ЕКСПЕРИМЕНТ

Тонкі плівки оксиду цинку отримували методом високочастотного (ВЧ) магнетронного розпилення мішені зі спресованого порошку ZnO марки ХЧ на скляних підкладках фірми «Fisher Scientific» з великою оптичною прозорістю (край поглинання — при 280 нм) в атмосфері робочого газу аргону за тиску 0,1 Па, потужності генератора ВЧ коливань 100 Вт, відстані від мішені до підкладки 60 мм та індукції магнітного поля 0,1 Тл. Плівки ZnO осаджували за різних температур підкладки протягом різних проміжків часу.

Відпал плівок на повітрі здійснювався протягом 1 год. в керамічній муфельній електропечі «SNOL 0,2 / 1250» (Литва).

Спектри оптичного поглинання вимірювались за кімнатної температури спектрофотометром «Specord M-40» (ФРН).

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХНЕ ОБГОВОРЕННЯ

Надзвичайно широке використання в математичному моделюванні експериментів знаходять моделі у вигляді алгебраїчних поліномів [5–8]. Їх будують за результатами експериментів, тобто визначають вибіркові оцінки коефіцієнтів $b_0, b_i, b_{ij}, b_{ii}, \dots$:

$$Y = b_0 + \sum b_i x_i + \sum b_{ij} x_i x_j + \sum b_{ii} x_i^2 + \dots, \quad (1)$$

де Y — параметр оптимізації; x_i, x_j — фактори, які визначають технологічний процес.

Виберемо параметром оптимізації відношення:

$$Y = (\tau_{45} + \tau_{75}) / (\tau_{30} + \tau_{38}), \quad (2)$$

де $\tau_{45}, \tau_{75}, \tau_{30}, \tau_{38}$ — пропускання плівки на довжинах хвиль 450, 750, 300 і 380 нм, відповідно.

В цій роботі вивчався вплив наступних параметрів: T_n — температури підкладки, T — часу розпилення, $T_{\text{відп}}$ — температури відпалу.

Для отримання оптимального значення функції Y використовувався метод «крутого сходження». При цьому використовувалася така модель [5–7]:

$$Y = b_0 + b_1 x_1 + b_2 x_2 + b_3 x_3 + b_{12} x_1 x_2 + b_{13} x_1 x_3 + b_{23} x_2 x_3 + b_{123} x_1 x_2 x_3. \quad (3)$$

Виберемо основні рівні: $T_n = 250$ °С; $T = 20$ хв; $T_{\text{відп}} = 300$ °С; рівні варіації для факторів, котрі розглядаються: $T_n = 100$ °С; $T = 10$ хв; $T_{\text{відп}} = 50$ °С.

Для вибраної моделі нам необхідно провести $N = 2^3 = 8$ дослідів. Матриця повного експерименту буде мати вигляд, представлений в табл. 1. Абсолютні значення параметрів вказані в табл. 2.

Використовуючи результати експериментів, проведених за вказаних умов, проводимо розрахунок коефіцієнтів регресії за методом найменших квадратів [5–7].

Таблиця 1

Матриця повного факторного експерименту

№	x_1	x_2	x_3	$x_1 x_2$	$x_1 x_3$	$x_2 x_3$	$x_1 x_2 x_3$	Y
1	+	+	+	+	+	+	+	1,89
2	–	+	+	–	–	+	–	2,19
3	–	–	+	+	–	–	+	1,64
4	–	+	–	–	+	–	+	2,14
5	+	+	–	+	–	–	–	1,89
6	+	–	–	–	–	+	+	1,29
7	+	–	+	–	+	+	–	1,36
8	–	–	–	+	+	+	–	1,61

**Матриця повного факторного експерименту,
заповнена абсолютними значеннями факторів**

№	$T_{п}, ^\circ\text{C}$	$T, \text{хв.}$	$T_{\text{відп}}, ^\circ\text{C}$	Y
1	350	30	350	1,89
2	150	30	350	2,19
3	150	10	350	1,64
4	150	30	250	2,14
5	350	30	250	1,89
6	350	10	250	1,29
7	350	10	350	1,36
8	150	10	250	1,61

В результаті проведених досліджень ми отримали наступне рівняння для плівок ZnO, відпалених на повітрі:

$$\begin{aligned}
 Y = & 1,751 - 0,144 \left(\frac{T_{п} - 250}{100} \right) + 0,276 \left(\frac{T - 20}{10} \right) + \\
 & + 0,019 \left(\frac{T_{\text{відп}} - 300}{50} \right) + 0,006 \left(\frac{T_{п} - 250}{100} \right) \left(\frac{T - 20}{10} \right) + \\
 & + 0,334 \left(\frac{T - 20}{10} \right) \left(\frac{T_{\text{відп}} - 300}{50} \right) - \\
 & - 0,011 \left(\frac{T_{п} - 250}{100} \right) \left(\frac{T - 20}{10} \right) \left(\frac{T_{\text{відп}} - 300}{50} \right).
 \end{aligned} \quad (4)$$

Перед тим, як перейти до методу «крутого сходження» необхідно перевірити адекватність моделі. Використаємо для цієї мети критерій Фішера [5–8]. Наприклад, модель (1) може бути неадекватною через дві причини: внаслідок помилки експерименту чи непридатності моделі.

Однорідність дисперсій отриманих значень параметра оптимізації ми перевіряли, використовуючи критерій Кохрена [5–8]:

$$G = \frac{S_{\text{max}}^2}{\sum_{i=1}^8 S_i^2}, \quad (5)$$

де S_{max}^2 — максимальна дисперсія експериментальних значень, а $\sum_{i=1}^8 S_i^2$ — сума усіх дисперсій.

Для визначення значень S_i^2 і S_{max}^2 було повторно проведено вісім дослідів за умов,

вказаних в табл. 2. Значення S_i рівне половині різниці відповідних параметрів Y , отриманих у двох різних серіях дослідів за однакових умов. Розраховане за результатами експериментів значення критерію Кохрена $G = 0,25$ не перевищує табличне значення $G = 0,68$ [8]. Відповідно, дисперсії можна вважати однорідними.

Дисперсія відтворюваності рівна:

$$S_{\{y\}}^2 = \frac{2 \sum_{i=1}^8 (Y_{iq} - \bar{Y}_i)^2}{8} = 0,0441, \quad (6)$$

де Y_{iq} — значення параметра оптимізації, \bar{Y}_i — середнє значення параметра оптимізації.

Мірою адекватності моделі є залишкова дисперсія або дисперсія адекватності $S_{\text{ад}}^2$:

$$S_{\text{ад}}^2 = \frac{\sum_{i=1}^8 \Delta Y_i^2}{f}, \quad (7)$$

де ΔY_i — різниця між отриманим та очікуваним значенням параметра оптимізації, f — число ступенів вільності.

У нашому випадку $f = N - (k + 1) = 8 - (6 + 1) = 1$, $k + 1$ — кількість коефіцієнтів в моделі. Розрахунок суми проводився з врахуванням значень, приведених у табл. 1. Отримуємо $S_{\text{ад}}^2 = 0,887$. В цьому випадку критерій Фішера:

$$F = \frac{S_{\text{ад}}^2}{S_{\{y\}}^2} = \frac{0,887}{0,0441} = 20,1. \quad (8)$$

Отримане значення менше вказаного у таблиці [5, 7, 8]: $F = 164,4$ за 5 % рівня значущості.

Таким чином, нашу модель ми можемо вважати адекватною і використовувати для наближення до оптимуму. При цьому нам необхідно змінювати параметри пропорційно величині коефіцієнтів регресії. Задані умови і результати експериментів представлені в табл. 3.

При збільшенні параметрів T і $T_{\text{відп}}$ в перших двох дослідях отримуємо ріст Y . Його максимальне значення отримується за $T_{\text{п}} = 200$ °С, $T = 28$ хв, $T_{\text{відп}} = 302$ °С. За подальшого їхнього збільшення (досліди № 3 та № 4) параметр оптимізації зменшується. Таким чином, дослід № 2 дає оптимальне значення Y у випадку відпалу на повітрі. Спектральна залежність коефіцієнта пропускання отриманого фільтра показана на рис. 1.

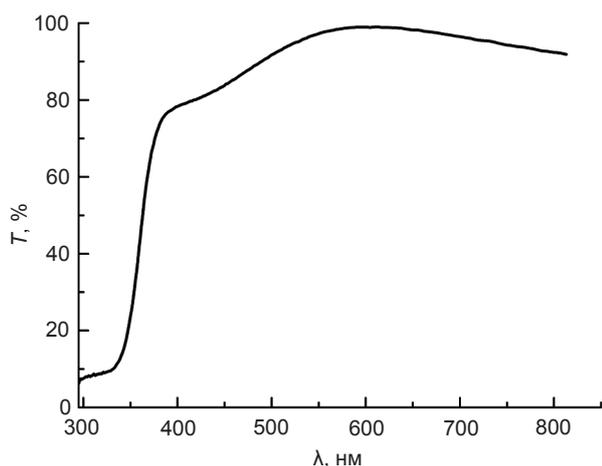


Рис. 1. Спектральна залежність коефіцієнта пропускання оптимізованого фільтра ультрафіолету на основі оксиду цинку

ВИСНОВОК

Метод математичного моделювання виявився ефективним у даному випадку, так

як отримано фільтр з оптимальною спектральною характеристикою. Для досягнення оптимуму ми провели 20 експериментів (16 попередніх і 4 за методом «крутого сходження»). Якщо використати комбінації вибраних параметрів, кожен з яких приймає 4 значення, знадобилося б 64 досліди. Особливо важливого значення метод математичного моделювання набуває при розробленні технологічних процесів, залежних від великої кількості змінних факторів.

ЛІТЕРАТУРА

1. Wang Z. L. Zinc Oxide Nanostructures: Growth, Properties and Applications // J. Phys.: Condens. Matter. — 2004. — Vol. 16. — P. 829–858.
2. Ruppel C. C. W., Fjeldly T. A. Advances in Surface Acoustic Wave Technology Systems and Applications. — Singapore: «World Scientific». — 2000. — Vol 1. — 324 p.
3. Jagadish C., Pearton S. Zinc Oxide Bulk, Thin Films and Nanostructures: Processing, Properties and Applications. — Amsterdam: «Elsevier Science», 2006. — 600 p.
4. Ozgur U., Alivov Y., Liu C., Teke A., Reshchikov M., Dogan S., Avrutin V., Cho S., Morkoc H. A. A Comprehensive Review of ZnO Materials and Devices // J. Appl. Phys. — 2005. — No. 98. — P. 041301-1–041301-103.
5. Адлер Ю. П., Маркова Е. В., Грановский Ю. В. Планирование эксперимента при поиске оптимальных условий. — М.: «Наука», 1976. — 279 с.
6. Бурак М. М., Миколайчук А. Г., Капустянык В. Б. Разработка инфракрасных фильтров с применением метода математического моделирования // ОМП. — 1989. — № 2. — С. 34–36.
7. Протасевич Г. Ф., Мельниченко В. В.,

Таблиця 3

Задані умови і результати експериментів

№	$T_{\text{п}},$ °С	$T,$ хв.	$T_{\text{відп}},$ °С	Y (експериментальне)	Y (очікуване)
1	225	24	301	2,10	1,90
2	200	28	302	2,20	2,05
3	175	30	303	2,19	2,15
4	150	30	304	2,11	2,19

- Сметкин В. А., Михлюк А. И. Основы научных исследований. Математическое моделирование технологических процессов. В 2 ч. Ч. 1: учебно-методическое пособие для студентов специальностей 1-42 01 01 «Металлургическое производство и материалобработка» и 1-36 01 02 «Материаловедение в машиностроении». — Минск: «БНТУ», 2009. — 92 с.
8. Штопоров Д. А., Перфильев П. И. Экспериментальный способ получения математических моделей для определения держащей силы якорей на основе полных факторных планов: методические указания к выполнению курсовой работы. — Архангельск: «ИПЦ САФУ», 2012. — 20 с.
4. Ozgur U., Alivov Y., Liu C., Teke A., Reshchikov M., Dogan S., Avrutin V., Cho S., Morkoc H. A. A Comprehensive Review of ZnO Materials and Devices // *J. Appl. Phys.* — 2005. — No. 98. — P. 041301-1–041301-103.
5. Adler Yu. P., Markova E. V., Granovskij Yu. V. Planirovanie eksperimenta pri poiske optimal'nyh uslovij. — М.: «Nauka», 1976. — 279 p.
6. Burak M. M., Mikolajchuk A. G., Kapustyanyk V. B. Razrabotka infrakrasnyh fil'trov s primeneniem metoda matematicheskogo modelirovaniya // *OMP.* — 1989. — No. 2. — P. 34–36.
7. Protasevich G. F., Mel'nichenko V. V., Smetkin V. A., Mihlyuk A. I. Osnovy nauchnyh issledovaniy. Matematicheskoe modelirovanie tehnologicheskikh processov. V 2 ch. Ch. 1: uchebno-metodicheskoe posobie dlya studentov special'nostej 1-42 01 01 «Metallurgicheskoe proizvodstvo i materialoobrabotka» i 1-36 01 02 «Materialovedenie v mashinostroenii». — Minsk: «BNTU», 2009. — 92 p.
8. Shtoporov D. A., Perfil'ev P. I. Eksperimental'nyj sposob polucheniya matematicheskikh modelej dlya opredeleniya derzhashchej sily yakorej na osnove polnyh faktornyh planov: metodicheskie ukazaniya k vypolneniyu kursovoj raboty. — Arhangel'sk: «IPC SAFU», 2012. — 20 p.

REFERENCES

1. Wang Z. L. Zinc Oxide Nanostructures: Growth, Properties and Applications // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2004. — Vol. 16. — P. 829–858.
2. Ruppel C. C. W., Fjeldly T. A. Advances in Surface Acoustic Wave Technology Systems and Applications. — Singapore: «World Scientific». — 2000. — Vol. 1. — 324 p.
3. Jagadish C., Pearton S. Zinc Oxide Bulk, Thin Films and Nanostructures: Processing, Properties and Applications. — Amsterdam: «Elsevier Science», 2006. — 600 p.

СОБСТВЕННЫЕ ВОЛНЫ ОДНОМЕРНОГО ГИРОТРОПНОГО МАГНИТОФОТОННОГО КРИСТАЛЛА (АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД)

В. Н. Мизерник^{1,2}, А. А. Шматько², Е. Н. Одаренко^{2,3}, А. Ю. Галенко²

¹Научный физико-технологический центр МОН и НАН Украины,
Харьков, Украина,

²Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
Харьков, Украина,

³Харьковский национальный университет радиотехники,
Харьков, Украина

Поступила в редакцию 23.12.2016

В работе получено в аналитическом виде дисперсионное уравнение для магнитофотонного одномерного кристалла с гиротропными слоями. Проведен анализ численных результатов расчета дисперсионных характеристик кристалла для различных значений эффективной магнитной (электрической) проницаемостей гиротропного слоя. Показано существование объемных быстрых и медленных волн в такой структуре. Установлено наличие полос пропускания и запирания на дисперсионной диаграмме в области поверхностных плазменных волн.

Ключевые слова: магнитофотонные одномерные кристаллы, гиромангнитные среды, феррит с поперечным магнитным полем, дисперсионные характеристики, полосы пропускания и запирания.

ВЛАСНІ ХВИЛІ ОДНОВИМІРНОГО ГИРОТРОПНОГО МАГНИТОФОТОННОГО КРИСТАЛА (АНАЛІТИЧНИЙ ПІДХІД)

В. М. Мізерник, О. О. Шматько, Є. М. Одаренко, А. Ю. Галенко

У роботі отримано в аналітичному вигляді дисперсійне рівняння для магнитофотонного одновимірного кристалу з гиротропними шарами. Проведено аналіз чисельних результатів розрахунку дисперсійних характеристик кристалу для різних значень ефективної магнітної (електричної) проникності гиротропного шару. Показано існування об'ємних швидких і повільних хвиль у такій структурі. Встановлено наявність смуг пропускання й запирання на дисперсійній діаграмі в області поверхневих плазмових хвиль.

Ключові слова: магнітофотонні одновимірні кристали, гіромагнітні середовища, ферит з поперечним магнітним полем, дисперсійні характеристики, смуги пропускання і запирання.

MODES OF THE ONE-DIMENSIONAL GYROTROPIC MAGNETOPHOTONIC CRYSTAL (ANALYTICAL APPROACH)

V. N. Mizernik, A. A. Shmat'ko, E. N. Odarenko, A. Yu. Galenko

Analytical dispersion equation for magnetophotonic one-dimensional crystal with a gyrotropic layers is obtained in this work. Analysis of the dispersion characteristics numerical calculation results for different values of the gyrotropic layer effective permittivity is carried out. We predict the propagation of bulk fast and slow waves in such structure. The transmission and forbidden bands at the dispersion diagram in the area of surface plasma waves are found.

Keywords: magnetophotonic one-dimensional crystals, gyrotropic media, ferrite with transversal magnetic field, dispersion characteristics, transmission and forbidden bands.

ВВЕДЕНИЕ

Магнитофотонные кристаллы находят широкое применение в различных приложениях современной науки и технике терагерцового, микроволнового и оптического

диапазонов. Особенности распространения электромагнитных полей в таких фотонно-кристаллических структурах полностью определяются геометрическими размерами слоев и зависимостью их материальных

параметров от частоты и величины управляющего магнитного поля. Свойства изотропных диэлектрических фотонно-кристаллических структур достаточно хорошо изучены на основании полученных аналитических дисперсионных уравнений как для ТЕ (H_z — поляризация), так и для ТМ (E_z — поляризация) волн [1, 2]. К числу наиболее перспективных применений относятся магнитофотонные кристаллы при наличии гиротропии одного или двух слоев структуры. Наличие в такой структуре гиротропного слоя позволяет относительно легко за счет величины приложенного магнитного поля изменять значения материальных параметров среды и, в конечном счете, управлять электрическим способом дисперсионными свойствами магнитофотонного кристалла и характеристиками распространения волн. Для таких кристаллов отсутствуют аналитические дисперсионные уравнения, позволяющие эффективно исследовать основные их свойства. В зависимости от направления приложенного магнитного поля в таких гиромангнитных средах наблюдаются различные эффекты: эффект Фарадея, магнитное двулучепреломление, вращение плоскости поляризации, невзаимные явления для прямых и обратных волн, наличие поверхностных волн. При наличии гиротропии материальные параметры являются тензорными величинами и зависят от магнитного поля. Это как раз и приводит к определенным математическим и физическим трудностям при получении аналитического решения задачи о нахождении дисперсионного уравнения, что, в конечном счете, усложняет анализ свойств распространения электромагнитных волн в таких магнитофотонных кристаллах.

ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

В данной работе рассмотрим одномерный магнитофотонный кристалл с внешним поперечным магнитным полем $\vec{H}_0 = \vec{z}_0 H_0$. Оба слоя на периоде кристалла представляют собой гиротропную среду. Получим дисперсионное уравнение, определяющее основные свойства распространения ТЕ или ТМ волн в таких магнитофотонных одномерных кристаллах.

Бесконечная периодическая структура. Дисперсионное уравнение.

Будем рассматривать распространение волн в стратифицированной двухслойной периодической структуре с гиротропными слоями (в одномерном магнитофотонном кристалле, рис. 1). Каждый из двух слоев на периоде структуры $l = a + b$ является анизотропной средой (плазменной, ферритовой или их комбинацией), диэлектрическая и магнитная проницаемости которой характеризуется тензорными величинами стандартного вида с материальными параметрами $\vec{\epsilon}_j$, $\vec{\mu}_j$ ($j = 1, 2$). Ширина одного слоя a , а другого — b .

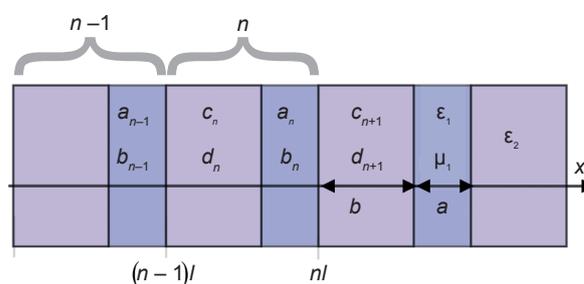


Рис. 1. Модель гиротропного магнитофотонного кристалла

Тензоры диэлектрической $\vec{\epsilon}_j$ и магнитной проницаемостей $\vec{\mu}_j$ имеют вид:

$$\vec{\epsilon}_j = \begin{pmatrix} \epsilon_j & -i\epsilon_{aj} & 0 \\ i\epsilon_{aj} & \epsilon_j & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \vec{\mu}_j = \begin{pmatrix} \mu_j & -i\mu_{aj} & 0 \\ i\mu_{aj} & \mu_j & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Для плазменной среды величина диэлектрической проницаемости $\vec{\epsilon}_j$ — тензор, а величина магнитной проницаемости $\vec{\mu}_j$ — скаляр. Такие среды называются электрически-гиротропными. В случае ферритовой среды, наоборот, магнитная проницаемость $\vec{\mu}_j$ — тензор, а диэлектрическая проницаемость ϵ — скаляр. Такие среды, как правило, называют магнитно-гиротропными. Если диэлектрическая и магнитная проницаемость среды одновременно описывается тензорами вида (1), то такую среду принято называть гиротропной. Материальные параметры, входящие в тензоры диэлектрической $\vec{\epsilon}_j$ и магнитной проницаемостей $\vec{\mu}_j$, определяются величиной внешнего управляющего магнитного поля $\vec{H}_0 = \vec{z}_0 H_0$ [3]. Рассмотрение

общего случая гиротропной среды с материальными параметрами вида (1) является целесообразным в первую очередь потому, что дает возможность использовать при получении основных выражений для полей и характеристических уравнений, определяющих дисперсию гиротропных периодических структур, принцип перестановочной двойственности [3, 4], когда выполняются соотношения $\vec{E} \leftrightarrow \vec{H}$, $\vec{\epsilon} \leftrightarrow -\vec{\mu}$. Это непосредственно следует из уравнений Максвелла.

Известно [3], что при наличии гиротропной среды в двухмерном случае $\left(\frac{\partial}{\partial z} = 0\right)$ в среде типы волн разделяются — существует два независимых решения уравнений Максвелла, два типа волн — H_z (ТЕ) волны и E_z (ТМ) волны.

Электромагнитные поля для ТЕ волн (H_z — поляризация) и ТМ волн (E_z — поляризация) описываются решениями двух независимых уравнений Гельмгольца, непосредственно полученных из уравнений Максвелла, а именно:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + k^2 \epsilon_{\perp j} \mu_j H_z = 0, \quad (2)$$

$$E_y = \left(\frac{1}{ik\epsilon_{\perp j}} \right) \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} + i \frac{\epsilon_{aj}}{\epsilon_j} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + k^2 \mu_{\perp j} \epsilon_j E_z = 0, \quad (4)$$

$$H_y = - \left(\frac{1}{ik\mu_{\perp j}} \right) \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} + i \frac{\mu_{aj}}{\mu_j} \frac{\partial E_z}{\partial y} \right), \quad (5)$$

$$\mu_{\perp j} = \mu_j \left(1 - \frac{\mu_{aj}^2}{\mu_j^2} \right), \quad \epsilon_{\perp j} = \epsilon_j \left(1 - \frac{\epsilon_{aj}^2}{\epsilon_j^2} \right).$$

Соотношения (3) и (5), полученные из уравнений Максвелла с учетом тензорного вида (1) магнитной $\vec{\mu}_j$ и электрической $\vec{\epsilon}_j$ проницаемостей, используются для нахождения тангенциальных компонент

электромагнитных полей в каждом слое периодической гиротропной среды.

Как легко заметить, решения уравнений Гельмгольца (3) и (5) взаимозаменяемы, если поменять местами поля H_z и E_z с соответствующей заменой всех величин диэлектрических проницаемостей ϵ на величины магнитных проницаемостей ($-\mu$), и наоборот. Поэтому, учитывая принцип перестановочной двойственности полей, дальнейшее исследование можно производить для одного из двух указанных выше типов волн. Ограничимся рассмотрением E_z поляризации (ТМ волны). Для ТЕ волн используем принцип перестановочной двойственности.

Решение уравнения Гельмгольца для ТМ волн (4) в двух слоях периодической структуры запишем для двух тангенциальных компонент поля E_z и H_y , а именно:

$$\begin{aligned} E_z^1(x, y) &= \left(a_{n-1} e^{i\xi_1(x-(n-1)l)} + b_{n-1} e^{-i\xi_1(x-(n-1)l)} \right) e^{i\beta y}, \\ & \quad b < x - (n-1)l < l \\ H_y^1(x, y) &= \frac{1}{-k\mu_{\perp 1}} \times \\ & \times \left(a_{n-1} \left(\xi_1 + i \frac{\mu_{a1}}{\mu_1} \beta \right) e^{i\xi_1(x-(n-1)l)} - b_{n-1} \left(\xi_1 - i \frac{\mu_{a1}}{\mu_1} \beta \right) e^{-i\xi_1(x-(n-1)l)} \right) \times \\ & \quad \times e^{i\beta y}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} E_z^2(x, y) &= \left(c_n e^{i\xi_2(x-nl)} + d_n e^{-i\xi_2(x-nl)} \right) e^{i\beta y}, \\ & \quad 0 < x - nl < b \\ H_y^2(x, y) &= \left(\frac{1}{-ik\mu_{\perp 2}} \right) \times \\ & \times \left[i \left(\xi_2 + \frac{\mu_{a2}}{\mu_2} i\beta \right) c_n e^{i\xi_2(x-nl)} - i \left(\xi_2 - \frac{\mu_{a2}}{\mu_2} i\beta \right) d_n e^{-i\xi_2(x-nl)} \right] e^{i\beta y}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $n=1, 2, \dots$ номер ячейки периодической структуры; $\xi_1 = \sqrt{k^2 \mu_{\perp 1} \epsilon_1 - \beta^2}$ и $\xi_2 = \sqrt{k^2 \epsilon_{\perp 2} \mu_2 - \beta^2}$ — поперечные волновые числа в слоях в направлении оси Ox ; β — продольное волновое число вдоль слоев управляемого статическим магнитным полем магнитофотонного гиротропного кристалла, которое подлежит определению; a_n , b_n , c_n , d_n — неизвестные амплитуды волн в слоях.

Для нахождения дисперсионного уравнения, связывающего продольное волновое число β с параметрами структуры, необходимо воспользоваться граничными условиями на границах раздела слоев, а также теоремой Блоха-Флоке для периодической структуры. На границах слоев тангенциальные компоненты электромагнитных полей непрерывны. Для определенности выберем границу раздела сред между двумя периодами структуры $x = (n-1)l$. Воспользуемся граничными условиями и в результате получим систему уравнений:

$$(a_0 + b_0) = (c_1 e^{-i\xi_2 l} + d_1 e^{i\xi_2 l}), \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & \left[\left(1 + i \frac{\beta \mu_{a1}}{\xi_1 \mu_1} \right) a_1 - \left(1 - i \frac{\beta \mu_{a1}}{\xi_1 \mu_1} \right) b_0 \right] = \\ & = \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} \times \\ & \times \left[\left(1 + i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) c_1 e^{-i\xi_2 l} - \left(1 - i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) d_1 e^{i\xi_2 l} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

В матричном виде эти уравнения принимают следующий вид:

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \left(1 + i \frac{\beta \mu_{a1}}{\xi_1 \mu_1} \right) & - \left(1 - i \frac{\beta \mu_{a1}}{\xi_1 \mu_1} \right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix} = \\ & = \begin{pmatrix} e^{-i\xi_2 l} & e^{i\xi_2 l} \\ \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} \left(1 + i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{-i\xi_2 l} & - \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} \left(1 - i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{i\xi_2 l} \end{pmatrix} \times \\ & \times \begin{pmatrix} c_1 \\ d_1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (10)$$

Для нахождения связи коэффициентов первого слоя a_0, b_0 с неизвестными коэффициентами второго слоя на периоде c_1, d_1 воспользуемся свойством обратной матрицы. Для матрицы $A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}$ обратная матрица A^{-1} по определению имеет вид:

$$A^{-1} = \frac{1}{\det A} \begin{pmatrix} a_{22} & -a_{12} \\ -a_{21} & a_{11} \end{pmatrix} = \frac{1}{(a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21})} \begin{pmatrix} a_{22} & -a_{12} \\ -a_{21} & a_{11} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Тогда находим обратную матрицу для матрицы, стоящей в левой части уравнения (10):

$$\begin{aligned} & \left(\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \left(1 + i \frac{\beta \mu_{a1}}{\xi_1 \mu_1} \right) & - \left(1 - i \frac{\beta \mu_{a1}}{\xi_1 \mu_1} \right) \end{pmatrix} \right)^{-1} = \\ & = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \left(1 - i \frac{\beta \mu_{a1}}{\xi_1 \mu_1} \right) & 1 \\ \left(1 + i \frac{\beta \mu_{a1}}{\xi_1 \mu_1} \right) & -1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (12)$$

Перепишем матричное уравнение (10) в виде:

$$\begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_1 \\ d_1 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где матрица $\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}$ получена в результате перемножения матрицы (12) и матрицы в правой части уравнения (10). Элементы матрицы уравнения (13) можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} a_{11} & = \frac{1}{2} \times \\ & \times \left[\left(1 - i \frac{\mu_{a1} \beta}{\mu_1 \xi_1} \right) e^{-i\xi_2 l} + \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} \left(1 + i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{-i\xi_2 l} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} a_{12} & = \frac{1}{2} \times \\ & \times \left[\left(1 - i \frac{\mu_{a1} \beta}{\mu_1 \xi_1} \right) e^{i\xi_2 l} - \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} \left(1 - i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{i\xi_2 l} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} a_{21} & = \frac{1}{2} \times \\ & \times \left[\left(1 + i \frac{\mu_{a1} \beta}{\mu_1 \xi_1} \right) e^{-i\xi_2 l} - \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} \left(1 + i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{-i\xi_2 l} \right], \end{aligned} \quad (16)$$

$$a_{22} = \frac{1}{2} \times \left[\left(1 + i \frac{\mu_{a1} \beta}{\mu_1 \xi_1} \right) e^{i\xi_2 l} + \frac{\xi_2}{\xi_1} \frac{\mu_{\perp 1}}{\mu_{\perp 2}} \left(1 - i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{i\xi_2 l} \right] \times \left[\left(1 - i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) + \frac{\xi_1}{\xi_2} \frac{\mu_{\perp 2}}{\mu_{\perp 1}} \left(1 + i \frac{\mu_{a1} \beta}{\mu_1 \xi_1} \right) \right] e^{i\xi_2 a} e^{-i\xi_1 a}, \quad (17)$$

Для определения связи коэффициентов первого слоя c_1, d_1 на периоде $n = 1$ с неизвестными коэффициентами второго слоя a_1, b_1 этого же периода воспользуемся граничными условиями для тангенциальных компонент полей E_z и H_y (6), (7) в плоскости $x = nl$, тогда получим следующее матричное уравнение:

$$\begin{pmatrix} e^{-i\xi_2 a} & e^{i\xi_2 a} \\ \left(1 + i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{-i\xi_2 a} & - \left(1 - i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{i\xi_2 a} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} c_1 \\ d_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{-i\xi_1 a} & e^{i\xi_1 a} \\ \frac{\xi_1}{\xi_2} \frac{\mu_{\perp 2}}{\mu_{\perp 1}} \left(1 + i \frac{\mu_{a1} \beta}{\mu_1 \xi_1} \right) e^{-i\xi_1 a} & - \frac{\xi_1}{\xi_2} \frac{\mu_{\perp 2}}{\mu_{\perp 1}} \left(1 - i \frac{\mu_{a1} \beta}{\mu_1 \xi_1} \right) e^{i\xi_1 a} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Определим обратную матрицу:

$$\begin{pmatrix} e^{-i\xi_2 a} & e^{i\xi_2 a} \\ \left(1 + i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{-i\xi_2 a} & - \left(1 - i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{i\xi_2 a} \end{pmatrix}^{-1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \left(1 - i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{i\xi_2 a} & e^{i\xi_2 a} \\ \left(1 + i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) e^{-i\xi_2 a} & -e^{-i\xi_2 a} \end{pmatrix}. \quad (19)$$

В результате уравнение (18) представляется в виде:

$$\begin{pmatrix} c_1 \\ d_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix}, \quad (20)$$

где:

$$b_{12} = \frac{1}{2} \times \left[\left(1 - i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) - \frac{\xi_1}{\xi_2} \frac{\mu_{\perp 2}}{\mu_{\perp 1}} \left(1 - i \frac{\mu_{a1} \beta}{\mu_1 \xi_1} \right) \right] e^{i\xi_2 a} e^{i\xi_1 a}, \quad (21)$$

$$b_{21} = \frac{1}{2} \times \left[\left(1 + i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) - \frac{\xi_1}{\xi_2} \frac{\mu_{\perp 2}}{\mu_{\perp 1}} \left(1 + i \frac{\mu_{a1} \beta}{\mu_1 \xi_1} \right) \right] e^{-i\xi_2 a} e^{-i\xi_1 a}, \quad (22)$$

$$b_{22} = \frac{1}{2} \times \left[\left(1 + i \frac{\mu_{a2} \beta}{\mu_2 \xi_2} \right) + \frac{\xi_1}{\xi_2} \frac{\mu_{\perp 2}}{\mu_{\perp 1}} \left(1 - i \frac{\mu_{a1} \beta}{\mu_1 \xi_1} \right) \right] e^{-i\xi_2 a} e^{i\xi_1 a}. \quad (23)$$

Исключая в матричных уравнениях (13) и (20) коэффициенты $\begin{pmatrix} c_1 \\ d_1 \end{pmatrix}$, получим,

в общем случае, связь коэффициентов в одинаковых слоях для двух соседних периодов структуры:

$$\begin{pmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_n \\ d_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix}. \quad (25)$$

Элементы матрицы

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} \\ b_{21} & b_{22} \end{pmatrix}$$

вычисляются по правилу перемножения двух матриц. Используя выражения для элементов матриц (14)–(17) и (21)–(24), находим элементы исходной матрицы A, B, C, D , а именно:

$$A = \left\{ \cos \xi_2 b - i \frac{1}{2} \left[\frac{\xi_1 \mu_{\perp 2}}{\xi_2 \mu_{\perp 1}} + \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} + \frac{\beta^2 \mu_{\perp 2}}{\xi_1 \xi_2 \mu_{\perp 1}} \left(\frac{\mu_{a1}}{\mu_1} - \frac{\mu_{\perp 1} \mu_{a2}}{\mu_2} \right)^2 \right] \sin \xi_2 b \right\} e^{-i \xi_1 a}, \quad (26)$$

$$D = \left\{ \cos \xi_2 b + i \frac{1}{2} \left[\frac{\xi_1 \mu_{\perp 2}}{\xi_2 \mu_{\perp 1}} + \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} + \frac{\beta^2 \mu_{\perp 2}}{\xi_1 \xi_2 \mu_{\perp 1}} \left(\frac{\mu_{a1}}{\mu_1} - \frac{\mu_{\perp 1} \mu_{a2}}{\mu_2} \right)^2 \right] \sin \xi_2 b \right\} e^{i \xi_1 a}, \quad (27)$$

$$B = i \frac{1}{2} \sin \xi_2 b \left\{ - \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} + \frac{\xi_1 \mu_{\perp 2}}{\xi_2 \mu_{\perp 1}} \left[1 - i \frac{\beta}{\xi_1} \left(\frac{\mu_{a1}}{\mu_1} - \frac{\mu_{a2} \mu_{\perp 1}}{\mu_2} \right) \right]^2 \right\} e^{i \xi_1 a}, \quad (28)$$

$$C = -i \frac{1}{2} \sin \xi_2 b \left\{ - \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} + \frac{\xi_1 \mu_{\perp 2}}{\xi_2 \mu_{\perp 1}} \left[1 + i \frac{\beta}{\xi_1} \left(\frac{\mu_{a1}}{\mu_1} - \frac{\mu_{a2} \mu_{\perp 1}}{\mu_2} \right) \right]^2 \right\} e^{-i \xi_1 a}. \quad (29)$$

Важным свойством матрицы $ABCD$ является свойство унимодулярности: $AD - BC = 1$. Используя выражения для элементов матрицы $ABCD$ (26)–(29) можно показать, что это условие выполняется. Отметим, что когда величина $\xi_1^2 = k^2 \varepsilon_1 \mu_{\perp 1} - \beta^2 > 0$, то ξ_1 — вещественное число и, как следует из (26)–(29), выполняются соотношения: $A = D^*$ и $B = C^*$.

Полученное матричное уравнение (25), определяющее связь неизвестных коэффициентов в двух одинаковых слоях различных периодов структуры, и теорема Блоха-Флоке позволяют найти характеристическое (дисперсионное) уравнение для определения неизвестного волнового числа K . Согласно теореме Блоха-Флоке [4]:

$$\begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = e^{iKl} \begin{pmatrix} a_{n-1} \\ b_{n-1} \end{pmatrix}, \quad (30)$$

где K — блоховское волновое число.

Используя уравнение (25) и (30), находим:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix} = e^{-iKl} \begin{pmatrix} a_n \\ b_n \end{pmatrix}. \quad (31)$$

Фазовый множитель e^{-iKl} является собственным значением матрицы трансляции $ABCD$ и удовлетворяет характеристическому уравнению:

$$\begin{pmatrix} A - e^{-iKl} & B \\ C & D - e^{-iKl} \end{pmatrix} = 0,$$

решение которого при использовании свойства унимодулярности матрицы $ABCD$ ($AD - BC = 1$), принимает вид:

$$e^{-iKl} = \frac{1}{2}(A + D) \pm i \sqrt{1 - \left[\frac{1}{2}(A + D) \right]^2}. \quad (32)$$

Тогда значения корней характеристического уравнения определяются из выражения:

$$K(\beta) = \frac{1}{l} \arccos \left[\frac{1}{2}(A + D) \right]. \quad (33)$$

Вещественным значениям $K(\beta)$ соответствуют волны Блоха-Флоке, распространяющиеся в структуре в пределах частотных зон пропускания. Комплексным значениям $K(\beta) = K'(\beta) - iK''(\beta)$ соответствуют затухающие волны, которые находятся в запрещенных частотных зонах. Границы полос запираения определяются равенством

$$\frac{1}{2}(A + D) = 1.$$

Получим дисперсионное уравнение для исследуемой периодической структуры. Для этого вычислим величину $(A + D) / 2$:

$$\frac{(A+D)}{2} = \cos \xi_2 b \cos \xi_1 a - \frac{1}{2} \left[\frac{\xi_1 \mu_{\perp 2}}{\xi_2 \mu_{\perp 1}} + \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} + \frac{\beta^2 \mu_{\perp 2}}{\xi_1 \xi_2 \mu_{\perp 1}} \left(\frac{\mu_{a1}}{\mu_1} - \frac{\mu_{\perp 1} \mu_{a2}}{\mu_{\perp 2} \mu_2} \right)^2 \right] \sin \xi_2 b \sin \xi_1 a.$$

Тогда уравнение (33) принимает вид:

$$K(\beta) = \frac{1}{l} \arccos \left\{ \cos \xi_2 b \cos \xi_1 a - \frac{1}{2} \left[\frac{\xi_1 \mu_{\perp 2}}{\xi_2 \mu_{\perp 1}} + \frac{\xi_2 \mu_{\perp 1}}{\xi_1 \mu_{\perp 2}} + \frac{\beta^2 \mu_{\perp 2}}{\xi_1 \xi_2 \mu_{\perp 1}} \left(\frac{\mu_{a1}}{\mu_1} - \frac{\mu_{\perp 1} \mu_{a2}}{\mu_{\perp 2} \mu_2} \right)^2 \right] \sin \xi_2 b \sin \xi_1 a \right\}. \quad (34)$$

Легко показать, что выражение (34) переходит в известное дисперсионное уравнение [2] для случая двух магнитоэлектрических слоев, когда $\mu_{a1} = \mu_{a2} = 0$ (если $\mu_1 = \mu_2 = 1$).

$$K(\beta) = \frac{1}{l} \times \arccos \left\{ \cos \xi_2 b \cos \xi_1 a - \frac{1}{2} \left[\frac{\xi_1 \mu_2}{\xi_2 \mu_1} + \frac{\xi_2 \mu_1}{\xi_1 \mu_2} \right] \sin \xi_2 b \sin \xi_1 a \right\}. \quad (35)$$

Заметим, что в уравнение (34) продольное волновое число β (вдоль оси Oy) входит в квадрате. Это говорит о том, что его значение по абсолютной величине одинаково для противоположных направлений распространения волн. То есть дисперсия одинакова для прямых и обратных волн, распространяющихся вдоль оси Oy , вдоль слоев. Однако распределение поля в случае гиротропных сред в направлении периодичности для прямых и обратных волн, как следует из их выражений, разные.

Воспользуемся далее принципом перестановочной двойственности [3]. Тогда уравнение (34) можно переписать для плазменной гиротропной периодической структуры, а именно:

$$K(\beta) = \frac{1}{l} \arccos \left\{ \cos \xi_2 b \cos \xi_1 a - \frac{1}{2} \left[\frac{\xi_1 \varepsilon_{\perp 2}}{\xi_2 \varepsilon_{\perp 1}} + \frac{\xi_2 \varepsilon_{\perp 1}}{\xi_1 \varepsilon_{\perp 2}} + \frac{\beta^2 \varepsilon_{\perp 2}}{\xi_1 \xi_2 \varepsilon_{\perp 1}} \left(\frac{\varepsilon_{a1}}{\varepsilon_1} - \frac{\varepsilon_{\perp 1} \varepsilon_{a2}}{\varepsilon_{\perp 2} \varepsilon_2} \right)^2 \right] \sin \xi_2 b \sin \xi_1 a \right\}, \quad (34a)$$

где $\xi_j = \sqrt{k \varepsilon_{\perp j} \mu_j - \beta^2}$. В случае $\varepsilon_{a2} = 0$ уравнение (34a) переходит в дисперсионное уравнение работы [4].

Перейдем к анализу решений дисперсионного уравнения (34).

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 2 и рис. 3 приведены решения уравнения (34a) в виде дисперсионных диаграмм для случая $\varepsilon_{a2} = 0$, когда один слой магнитофотонного кристалла представляет собой гиромангнитную плазму, а другой слой — магнитоэлектрик. Диаграммы являются проекциями функции $K(k, \beta)$ на плоскость (k, β) в трехмерном пространстве волновых чисел. Затемненные области соответствуют полосам пропускания, а светлые — полосам запираения. Дисперсионные диаграммы построены для следующих параметров задачи: $a = b = 0,5$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$, $\varepsilon_2 = 2$, $\varepsilon_1 = 6$, штрихпунктирная линия определяется прямой $\beta = k \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$, пунктирная линия —

прямой $\beta = k \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$. Диагональная штриховая линия $k = \beta$ на рисунках соответствует условию равенства фазовой скорости волны и скорости света. Выше прямой — область существования быстрых объемных волн, а ниже прямой — область существования

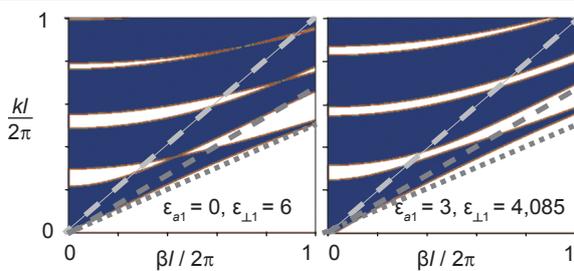


Рис. 2. Дисперсионные диаграммы для $\epsilon_{\perp 1} > 0$

замедленных волн. Для выявления особенностей распространения волн в таких структурах следует разделять два случая для различных значений магнитного поля H_0 , соответствующих условиям $\epsilon_{\perp 1} > 0$ и $\epsilon_{\perp 1} < 0$ (параметр ϵ_{a1}). Анализ показывает, что количество полос пропускания и запираения зависит от диэлектрических проницаемостей каждого из слоев. Существует два режима распространения волн, которые соответствуют быстрым и медленным волнам относительно скорости света. Решения, соответствующие быстрым волнам, находятся в областях $k^2 \epsilon_2 \mu_2 > \beta^2$ и $k^2 \epsilon_1 \mu_1 > \beta^2$ для соответствующего слоя. Для определения областей решений, соответствующих медленным волнам, знаки в этих условиях следует поменять на противоположные. Возможны также различные комбинации этих режимов. Наличие гиротропии в одном из слоев ($\epsilon_{a1} \neq 0$) позволяет управлять шириной полос, их местоположением и количеством в заданном диапазоне частот. Если $\epsilon_{\perp 1} < 0$, то существует замедленная поверхностная плазменная волна, распространяющаяся вдоль границы раздела двух соседних слоев структуры. Отметим также еще одну особенность. Из решения дисперсионного уравнения (21) и пространственного распределения полей (4), (5) следует, что прямая ($\beta = +\text{Re}|\beta|$) и обратная ($\beta = -\text{Re}|\beta|$) волны, распространяющихся вдоль слоев (вдоль оси

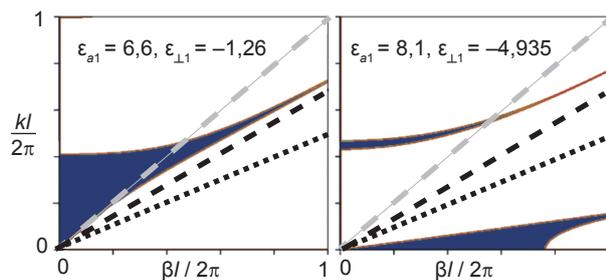


Рис. 3. Дисперсионные диаграммы для $\epsilon_{\perp 1} < 0$

Oy), имеют одинаковую скорость распространения, но разную поперечную структуру полей (вдоль оси Ox).

Дисперсионная диаграмма на рис. 2 соответствует положительным значениям эффективной диэлектрической проницаемости плазменного слоя фотонного кристалла ($\epsilon_{\perp 1} > 0$), а на рис. 3 — отрицательным значениям ($\epsilon_{\perp 1} < 0$). На рис. 2 представлены два варианта диаграммы для значений $\epsilon_{a1} = 0$ и $\epsilon_{a1} = 3$. Первый случай соответствует отсутствию гиротропии в структуре с диэлектрическими проницаемостями двух слоев $\epsilon_2 = 2$ и $\epsilon_1 = 6$. Прямые $k\sqrt{2} = \beta$ и $k\sqrt{6} = \beta$ определяют скорость света в диэлектрических слоях. Возможны случаи возбуждения в диэлектрических слоях периодической структуры как объемных, так и поверхностных волн. Этот случай подробно изучен в работах [1, 2].

При наличии плазменного слоя ($\epsilon_{a1} = 3$) его эффективная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{\perp 1}$ начинает уменьшаться, что приводит к сужению зон пропускания при одновременном расширении запрещенных зон.

Иная ситуация наблюдается при отрицательных значениях эффективной диэлектрической проницаемости $\epsilon_{\perp 1} < 0$ (рис. 3). Здесь также приведены два варианта дисперсионной диаграммы, соответствующие различным отрицательным значениям эффективной диэлектрической проницаемости гиротропного слоя магнитофотонного кристалла $\epsilon_{\perp 1}$. В первом случае ($\epsilon_{a1} = 6,6$) имеется одна полоса пропускания. В различных областях полосы пропускания, разделенных прямой $k = \beta$, могут существовать быстрые и медленные объемные волны. В области медленных волн их фазовая скорость v больше значений фазовой скорости в диэлектрическом слое $v = \beta / (k\sqrt{2})$, соответствующих штрихпунктирной прямой. При увеличении магнитного поля H_0 (увеличение величины ϵ_{a1}) появляется две полосы пропускания. Одна из них соответствует объемным волнам (быстрым или медленным), а вторая — поверхностным медленным волнам (вся полоса пропускания находится при значениях $v < \beta / (k\sqrt{6})$). Распределение поля для такой волны имеет максимальную амплитуду на границе раздела областей. В области плазменного

слоя существует поверхностная волна, которая распространяется вдоль слоя на его границе с диэлектрическим слоем на каждом периоде структуры. Более того, анализ пространственного распределения поля (по координате Ox) (4) для прямой $\beta = +|\beta|$ и обратной $\beta = -|\beta|$ поверхностных волн показывает, что их структура разная. Из рис. 3 следует, что с увеличением параметра ε_{a1} появляется плазменная поверхностная волна в слое ($\varepsilon_{\perp 1} < 0$). С увеличением параметра ε_{a1} сужается область существования поверхностной плазменной волны при одновременном сужении области распространения объемной волны (случай $k\sqrt{2} > \beta$).

На рис. 4 представлены дисперсионные характеристики магнитофотонного кристалла, когда оба слоя на периоде являются анизотропной полупроводниковой плазмой с различными значениями величины ε_a и диэлектрической проницаемости ε_j . Как видно, в этом случае с различной шириной каждого из слоев можно существенно изменять ширину запрещенной зоны и управлять ее местоположением на дисперсионной диаграмме.

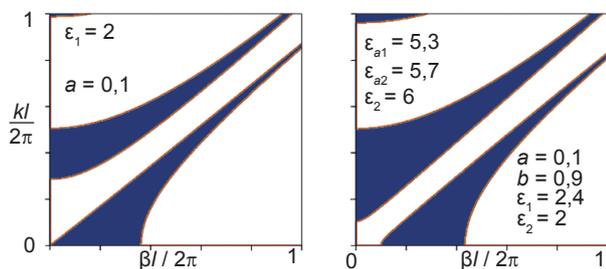


Рис. 4. Дисперсионные характеристики магнитофотонного кристалла с двумя плазменными слоями

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе решена задача на собственные волны гиротропного одномерного магнитофотонного кристалла с двумя анизотропными гиромангнитными слоями. Получены в аналитическом виде элементы матрицы передачи, найдено дисперсионное уравнение и его корни. Проведен анализ дисперсионных свойств таких структур в зависимости от материальных параметров слоев. Установлено существование полос пропускания и запираения для распространяющихся волн в зависимости от материальных параметров слоев структуры с учетом гиротропии. Обнаружено для отрицательной

магнитной проницаемости (ферритовый слой) или диэлектрической проницаемости (плазменный слой) существование полос пропускания для поверхностной волны и выяснена зависимость ее ширины от параметра гиротропии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yariv A., Yen P. Photonics. Optical Electronics in Modern Communications. — New York: Oxford University press, 2007. — 836 p.
2. Yen P., Yariv A., and Chi-Shain Hong. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory // J. Opt. Soc. Am. — 1977. — Vol. 67, No. 4. — P. 423–438.
3. Gurevich A. G. Ferrites at Microwave Frequencies. Consultants Bureau. — New York, 1963.
4. Шматько А. А., Мизерник В. Н., Одаренко Е. Н., Галенко А. Ю. Дисперсионное уравнение одномерного магнитофотонного кристалла с ферритовым слоем // Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина, сер. «Радиофизика и электроника». — 2016. — Вып. 25. — С. 12–16.

REFERENCES

1. Yariv A., Yen P. Photonics. Optical Electronics in Modern Communications. — New York: Oxford University press, 2007. — 836 p.
2. Yen P., Yariv A., and Chi-Shain Hong. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory // J. Opt. Soc. Am. — 1977. — Vol. 67, No. 4. — P. 423–438.
3. Gurevich A. G. Ferrites at Microwave Frequencies. Consultants Bureau. — New York, 1963.
4. Shmat'ko A. A., Mizernik V. N., Odarenko E. N., Galenko A. Yu. Dispersionnoe uravnenie odnomernogo magnitofotonnogo kristalla s ferritovym sloem // Vestnik HNU imeni V. N. Karazina, ser. «Radiofizika i elektronika». — 2016. — Vyp. 25. — P. 12–16.

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ TiN ПОКРЫТИЙ, ОСАЖДЕННЫХ ИЗ ФИЛЬТРОВАННОЙ ВАКУУМНО-ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ В ГАЗОВОЙ СМЕСИ N₂ И Ar

В. В. Васильев, А. А. Лучанинов, Е. Н. Решетняк, В. Е. Стрельницкий
*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
г. Харьков, Украина,*

Поступила в редакцию 23.12.2016

Приведены результаты исследований структуры и напряженного состояния TiN покрытий, осажденных методом PIII & D из фильтрованной вакуумно-дуговой плазмы в условиях подачи на подложку высоковольтного импульсного потенциала смещения с амплитудой 1 кВ. Методом рентгеноструктурного анализа изучено влияние на характеристики покрытий введения в состав азота добавок аргона в диапазоне от 0 до 45 %. Установлено, что независимо от концентрации аргона в газовой смеси, покрытия имеют структуру TiN (структурный тип NaCl) с сильной аксиальной текстурой [110]. При увеличении содержания аргона уровень сжимающих напряжений в покрытиях существенно растет от 7 ГПа до 10 ГПа, размер кристаллитов TiN немного уменьшается от 8–9 нм до 7 нм, а твердость покрытий остается на высоком уровне 27–32 ГПа. Обсуждается влияние добавок аргона на процесс роста покрытий.

Ключевые слова: вакуумно-дуговое осаждение, фильтрованная плазма, высоковольтный импульсный потенциал, нитридные покрытия, аргон, сжимающие напряжения, ионная бомбардировка.

РЕНТГЕНОГРАФІЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ І НАПРУЖЕНОГО СТАНУ TiN ПОКРИТТІВ, ОСАДЖЕНИХ З ФІЛЬТРОВАНОЇ ВАКУУМНО-ДУГОВОЇ ПЛАЗМИ У ГАЗОВІЙ СУМІШІ N₂ ТА Ar

В. В. Васильєв, О. А. Лучанінов, О. М. Решетняк, В. Є. Стрельницький

Наведено результати досліджень структури та напруженого стану TiN покриттів, осаджених методом PIII & D з фільтрованої вакуумно-дугової плазми в умовах подачі на підкладку високовольтного імпульсного потенціалу зміщення з амплітудою 1 кВ. Методом рентгеноструктурного аналізу вивчено вплив на характеристики покриттів введення до складу азоту добавок аргону у діапазоні від 0 до 45 %. Встановлено, що незалежно від концентрації аргону у газівій суміші, покриття мають структуру TiN (структурний тип NaCl) з сильною аксіальною текстурою [110]. При збільшенні вмісту аргону рівень напружень стиску в покриттях істотно зростає від 7 ГПа до 10 ГПа, розмір кристалітів TiN трохи зменшується від 8–9 нм до 7 нм, а твердість покриттів залишається на високому рівні 27–32 ГПа. Обговорюється вплив добавок аргону на процес зростання покриттів.

Ключові слова: вакуумно-дугове осадження, фільтрована плазма, високовольтний імпульсний потенціал, нітридні покриття, аргон, напруження стиску, іонне бомбардування.

X-RAY STUDY OF THE STRUCTURE AND STRESS STATE OF TiN COATINGS DEPOSITED FROM FILTERED CATHODIC-ARC PLASMA IN THE GAS MIXTURE N₂ WITH Ar

V. V. Vasylyev, A. A. Luchaninov, E. N. Reshetnyak, V. E. Strel'nitskij

Results of studies of the structure and stress state of coatings deposited by PIII & D method from the filtered cathodic vacuum-arc plasma flow with a high-voltage pulse bias potential with an amplitude of 1 kV applied to the substrate have been discussed. The influence on the characteristics of the TiN coatings additives of Ar in the range 0 to 45 % to N₂ medium have been studied with the help of the X-ray diffraction method. The coatings irrespective of the concentration of argon in the gas mixture have a TiN structure (structure type NaCl) with a strong axial texture [110]. With an increase of argon content the

level of compressive stresses in the coatings substantially increases from 7 GPa to 10 GPa, the crystallite size decreases slightly from 8.9 nm to 7 nm, and the hardness of the coating remains on an enough high level of 27–32 GPa. The effect of the argon additives on the coatings growth process has been discussed.

Keywords: vacuum arc deposition, filtered plasma, high-voltage pulse bias potential, nitride coatings, argon, compressive stress, ion bombardment.

ВВЕДЕНИЕ

Процесс вакуумно-дугового осаждения широко используется для модификации поверхности материалов, в том числе для реактивного осаждения износостойких покрытий на основе различных нитридов и оксидов на поверхность инструмента и деталей машин. Плазма, генерируемая катодной дугой, характеризуется высокой концентрацией ионов материала катода, энергия которых в процессе осаждения покрытия может контролироваться путем приложения потенциала смещения к подложке. Дуговой разряд производит также небольшие капли катодного материала — макрочастицы. Эти макрочастицы, попадая в покрытие, приводят к снижению твердости, увеличению шероховатости поверхности и ухудшению адгезии на границе раздела между подложкой и покрытием [1]. Присутствие макрочастиц допустимо для многих промышленных приложений, поэтому, исходя из соображений эффективности и стоимости, большинство коммерческих установок для нанесения покрытий не используют специальные фильтры, позволяющие очистить плазму от макрочастиц. Тем не менее, с каждым годом требования к покрытиям становятся более жесткими, и, следовательно, интерес к использованию фильтрованной вакуумно-дуговой плазмы и новым методам осаждения на ее основе увеличивается. Использование фильтрации плазмы позволяет существенно уменьшить количество макрочастиц в осаждаемых покрытиях и использовать процесс вакуумно-дугового осаждения в таких областях, как упрочнение высокоточных инструментов, узлов трения, изделий оптики и электроники [2].

В целях дальнейшего повышения качества и адгезии к подложке нанесенных вакуумно-дуговых покрытий в последнее время используют подход, сочетающий процессы осаждения и имплантации, который является основой метода PIII & D (Plasma

immersion ion implantation and deposition) [3–6]. При таком подходе главной отличительной особенностью является интенсивная ионная бомбардировка во время нанесения покрытия, которая обеспечивается путем подачи на подложку высоковольтного импульсного потенциала смещения, что позволяет синтезировать покрытия с плотной структурой. Изменение параметров импульсного потенциала дает возможность регулировать уровень остаточных напряжений в покрытиях, чрезвычайно высокое значение которых может быть причиной низких эксплуатационных свойств и даже разрушения покрытий.

Первый, и до сих пор популярный, материал среди вакуумно-дуговых покрытий — нитрид титана TiN, который сочетает в себе декоративный золотой цвет с отличной коррозионной стойкостью и высокой износостойкостью [1, 2]. В последние годы акцент исследований сместился от простых однослойных покрытий к многокомпонентным, многослойным и нанокompозитным покрытиям [7, 8]. Однако даже сегодня большое количество публикаций по-прежнему связаны с TiN и новыми методами его осаждения. Кроме того, этот материал является хорошей моделью для понимания влияния условий осаждения на структуру и свойства покрытий более сложных систем.

Часто, для того, чтобы стабилизировать горение вакуумного дугового разряда в процессе нанесения покрытий в химически активный рабочий газ (азот, кислород, метан) добавляют инертный газ, в основном аргон. В этом случае наличие аргона усиливает ионный обратный поток к катоду в непосредственной близости от катодных пятен дуги, тем самым, увеличивая вероятность образования новых эмиссионных центров [2]. К тому же присутствие инертного газа влияет на процессы активации плазмы, ионизации реакционного

газа, переноса плазмы к подложке, ионной бомбардировки поверхности покрытия в процессе его роста, что все вместе определяет структуру и свойства осаждаемых покрытий [9]. Известно, что химический состав, фазовый состав, субструктура и предпочтительная ориентация нитридных покрытий значительно меняются в зависимости от изменений в соотношении азота и аргона. Структурные изменения оказывают существенное влияние на твердость, адгезию, износостойкость и триботехнические характеристики покрытий [10–15]. Несмотря на очевидные изменения в структуре покрытий, механизм этого влияния до сих пор до конца не изучен.

Целью данной работы являлось изучение влияния добавок Ag к N_2 на структуру и свойства покрытий TiN, осажденных из фильтрованной вакуумно-дуговой плазмы при подаче высоковольтного импульсного потенциала смещения на подложку. Особое внимание уделялось анализу влияния добавок аргона на уровень остаточных напряжений в покрытиях.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Покрытия TiN осаждались вакуумно-дуговым способом с использованием катода из технически чистого титана на модернизированной установке типа «Булат-6», оборудованной прямолинейным магнитоэлектрическим фильтром плазмы от макрочастиц [16]. Осаждение проводилось при токе дуги 100 А в условиях подачи отрицательного высоковольтного импульсного потенциала смещения на подложку (метод PPI & D). Все эксперименты осуществлялись при амплитуде импульсного потенциала — 1 кВ, частота повторения импульсов 12 кГц, длительность импульса 6 мкс. В промежутках между импульсами подложка находилась при самосогласованном «плавающем» потенциале — (3–20) В. Были использованы подложки из стали 12Х17 размером 17 × 20 мм и толщиной 2 мм. Перед нанесением покрытий на поверхность подложек в течение 4 минут наносился тонкий промежуточный слой Ti. Время осаждения покрытий TiN составляло 30 минут. Толщина всех полученных покрытий была около 3 мкм.

Осаждение покрытий проводилось в газовой смеси азота и аргона при различных парциальных давлениях газов. Подача газов в вакуумную камеру осуществлялась через катодный узел. Использовали два значения парциального давления N_2 — 0,03 Па и 0,1 Па. Парциальное давление Ar было выбрано таким образом, что его концентрация в газовой смеси составляла 0, 10, 20, 35 и 45 %.

Структурные исследования образцов в работе были проведены методом рентгеноструктурного анализа на дифрактометре Philips PW 3710 в излучении Cu-K α с использованием съемок в θ – 2θ и скользящей геометрии. Размер областей когерентного рассеяния (ОКР) в покрытиях (L) рассчитывался из соотношения Шеррера по уширению пиков (220) на θ – 2θ дифрактограммах. Уровень остаточных напряжений в покрытиях (σ) определялся методом рентгеновской тензометрии с использованием $\sin^2\psi$ способа, модифицированного для скользящей схемы дифракции рентгеновских лучей [17, 18]. Съемки проводились путем 2θ сканирования при фиксированном угле падения рентгеновского излучения на образец α , который составлял 2 град. Для расчета остаточных напряжений производилось построение α - $\sin^2\psi$ графиков. При этом использовались все имеющиеся отражения, а угол между нормалью к отражающим плоскостям и нормалью к поверхности образца для каждого отражения (hkl) определялся как: $\psi = \theta^{hkl} - \alpha$, где θ^{hkl} — угол дифракции. Аппроксимация точек на графике прямой производилась с учетом того, что погрешность определения периода решетки уменьшается с увеличением угла дифракции: $\Delta a/a \approx -\text{ctg}\theta(\Delta\theta)$. Напряжения были рассчитаны в приближении симметричного двухосного напряженного состояния. Упругие константы для TiN с преимущественной ориентацией (220), необходимые для оценки напряжений, были взяты из работы [3]: модуль Юнга — 424 ГПа, коэффициент Пуассона — 0,2.

Твердость (H) и модуль Юнга (E) покрытий измеряли на наноинденторе G200 производства фирмы MTS методом CSM (непрерывного измерения жесткости). Значение H брали на глубине индентации, равной 10 % от толщины пленки.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены θ - 2θ дифрактограммы покрытий, осажденных при давлении азота 0,03 Па с различной концентрацией аргона в диапазоне от 0 до 35 %. Дифрактограммы покрытий, осажденных при большем давлении азота — 0,1 Па, идентичны. На всех дифрактограммах видны слабые линии подложки и подслоя из α -Ti, а также линии покрытия — нитрида TiN с кубической структурой типа NaCl. Соотношение интенсивностей линий нитрида на дифрактограммах покрытий отличается от значений, характерных для TiN со случайной ориентацией кристаллитов, для которых наиболее интенсивной является линия (200). Дифрактограммы покрытий имеют только одну сильную линию — (220), а остальные отражения TiN очень слабые. Кривая качания отражения (220) свидетельствует, что в покрытиях TiN образуется текстура аксиального типа с осью [110] в направлении нормали к поверхности покрытия и с углом рассеяния ~ 10 градусов.

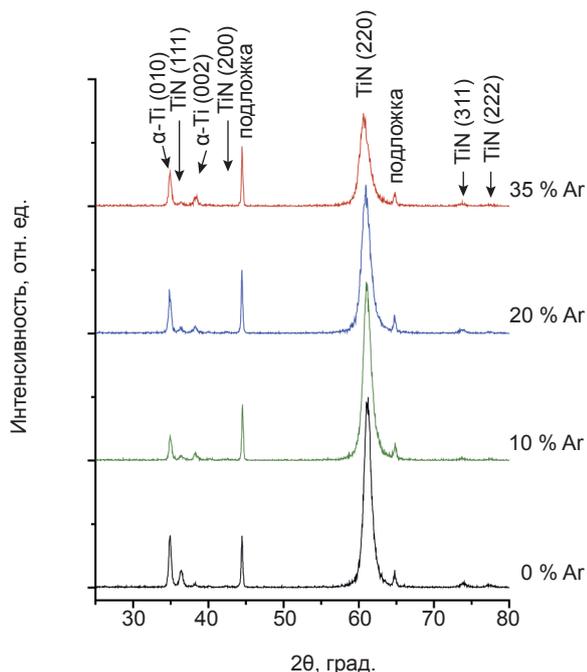


Рис. 1. Рентгеновские θ - 2θ дифрактограммы покрытий TiN, осажденных при давлении N_2 0,03 Па и различной концентрации добавки Ar.

Введение аргона в состав газовой фазы при осаждении покрытий не приводит к изменению общего вида дифракционной картины, но параметры нитридных дифракционных линий меняются. С увеличением содержания аргона в газовой смеси дифракционные

линии TiN смещаются в сторону меньших углов, их интенсивность несколько снижается, а ширина возрастает, что указывает на изменение размера ОКР и уровня напряжений в покрытиях. Результаты определения размера ОКР показаны на рис. 2а. Во всех покрытиях размер ОКР не превышает 10 нм. Видно, что с увеличением концентрации аргона размер ОКР уменьшается. При давлении азота 0,03 Па от 9,2 до 7,1 нм. При более высоком давлении 0,1 Па эти изменения менее значительны — от 7,7 до 7,1 нм.

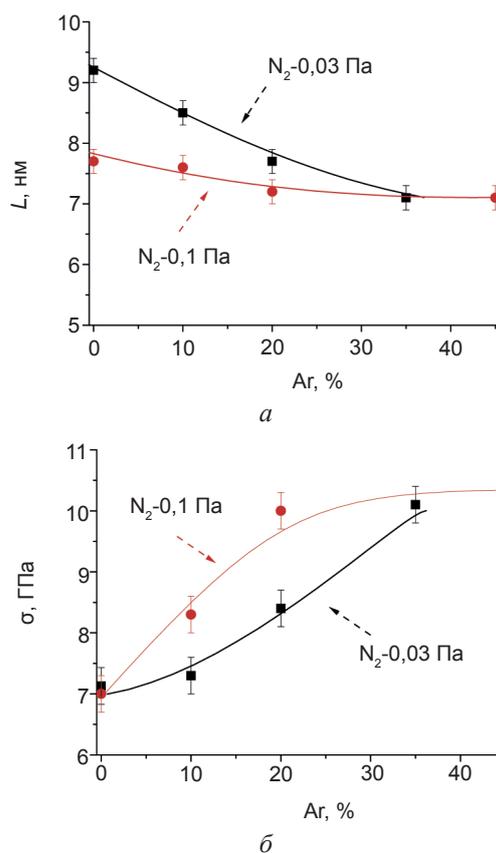


Рис. 2. Влияние добавки Ar к N_2 при осаждении TiN покрытий на их структурные характеристики: а — размер ОКР; б — сжимающие напряжения

По положению дифракционных максимумов на θ - 2θ дифрактограммах покрытий с использованием уравнения Вульфа-Брегга было рассчитано значение параметра кристаллической решетки в направлении нормали к поверхности покрытия ($\psi = 0$). Все расчетные параметры были выше, чем значение 0,424 нм, которое характерно для массивного TiN стехиометрического состава, что обусловлено наличием внутренних сжимающих (макроскопических) напряжений в покрытиях. С увеличением концентрации

аргона в составе газовой смеси параметр решетки увеличивался в диапазоне от 0,428 до 0,431 нм. Для определения напряжений в покрытиях были использованы результаты съемок в скользящей схеме, полученные при фиксированном угле падения излучения на поверхность образца 2 град. в широком диапазоне углов дифракции 2θ от 25 до 140 градусов. На рис. 3 показана одна из типичных дифрактограмм, полученная таким способом. Так как при скользящей геометрии съемки глубина слоя, который участвует в формировании дифракционной картины, на порядок величины меньше, чем при θ - 2θ сканировании, на полученной дифракционной кривой отсутствуют линии материала подложки и титанового подслоя. В то же время, на ней присутствуют все линии TiN, характерные для рассмотренного диапазона углов, которые имеют достаточно высокую интенсивность, что позволяет корректно определять их угловое положение и вычислять соответствующий период кристаллической решетки. Таким образом, для всех покрытий были построены для $a\text{-}\sin^2\psi$ графики для значений ψ в диапазоне от 0 до 60 градусов, которые были использованы для определения уровня напряжений. Результаты такого расчета приведены на рис. 2б. Без добавок аргона в состав рабочего газа уровень сжимающих напряжений в покрытиях для обоих значений давления азота в камере составляет — 7 ГПа. При добавлении аргона уровень напряжений растет и это увеличение является более резким при большем давлении азота 0,1 Па, а значит, и большем общем давлении газов

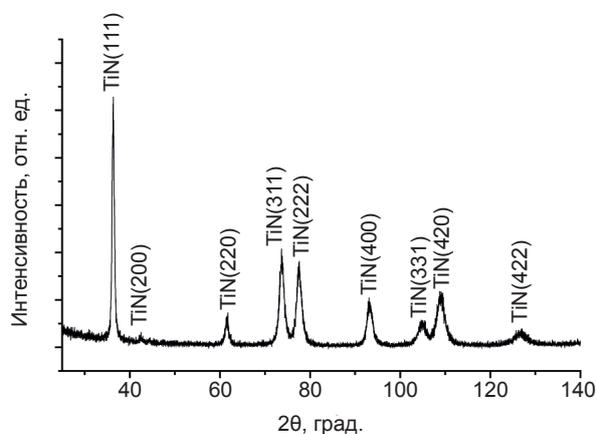


Рис. 3. Дифрактограмма, полученная в скользящей геометрии съемки, для покрытия TiN, осажденного при парциальном давлении N_2 0,03 Па без добавки Ag.

в камере. По мере увеличения количества аргона зависимость уровня напряжений от процентного содержания Ag выходит на насыщение, достигая уровня около 10 ГПа.

Известно, что размер зерен и уровень напряжений в покрытиях могут оказывать значительное влияние на твердость покрытий. Уменьшение размера зерна и увеличение напряжений сжатия, как правило, обеспечивают небольшое увеличение твердости [7, 8]. В наших экспериментах мы не нашли такую корреляцию. Результаты наноиндентирования покрытий приведены в табл. 1. Все покрытия имеют достаточно высокую твердость. Для покрытий, полученных при парциальном давлении N_2 0,03 Па, твердость составляет 30–32 ГПа, а при давлении 0,1 Па твердость покрытия немного ниже — 27–31 ГПа. Значения модуля Юнга покрытий находятся в диапазоне от 333 до 416 ГПа, что несколько ниже значения, характерного для TiN. С увеличением содержания аргона имеется тенденция к уменьшению значения модуля Юнга. В результате, отношение H/E возрастает от 0,077 до 0,083.

Важной характеристикой структуры покрытий, которая может быть определена из $a\text{-}\sin^2\psi$ графиков, является параметр решетки a_0 в сечении, заданном параметром $\sin^2\psi_0$, где упругая деформация равна нулю, т. е. параметр решетки материала в ненапряженном состоянии. Значение $\sin^2\psi_0$ определяется упругими постоянными материала. Для TiN с текстурой [110] и значениями упругих констант в соответствии с работой [3] $\sin^2\psi_0 = 0,33$. Как показано в работе [18], при исследовании нитридных покрытий, которые осаждаются ионно-плазменными методами в условиях интенсивной ионной бомбардировки, представляется более правильным определение значения a_0 в точке на графике, соответствующей значению $\sin^2\psi^*$, которое определяют графически как точку пересечения $a\text{-}\sin^2\psi$ графиков для покрытия в исходном состоянии и после отжига. Такой подход обеспечивает определение истинного, «ненапряженного» параметра решетки.

Образцы с покрытиями № 1 и № 4 (см. табл. 1), которые осаждались в отсутствие Ag и при содержании Ag в газовой смеси 35 %, соответственно, отжигали в вакууме

Результаты наноиндентирования покрытий TiN

№ образца	1	2	3	4	5	6	7	8
Давление N ₂ , Па	0,03				0,1			
% Ar	0	10	20	35	0	10	20	45
H, ГПа	31,7	30,1	32,2	31,9	28,3	31,3	26,7	27,5
E, ГПа	413	396	409	383	370	416	351	333
H/E	0,077	0,076	0,079	0,083	0,076	0,075	0,076	0,082

при температуре 650 °С в течение 1 часа. Дифрактограммы покрытий до и после отжига показаны на рис. 4, а структурные характеристики покрытий, полученные по результатам обработки дифрактометрических данных, приведены в таблице 2.

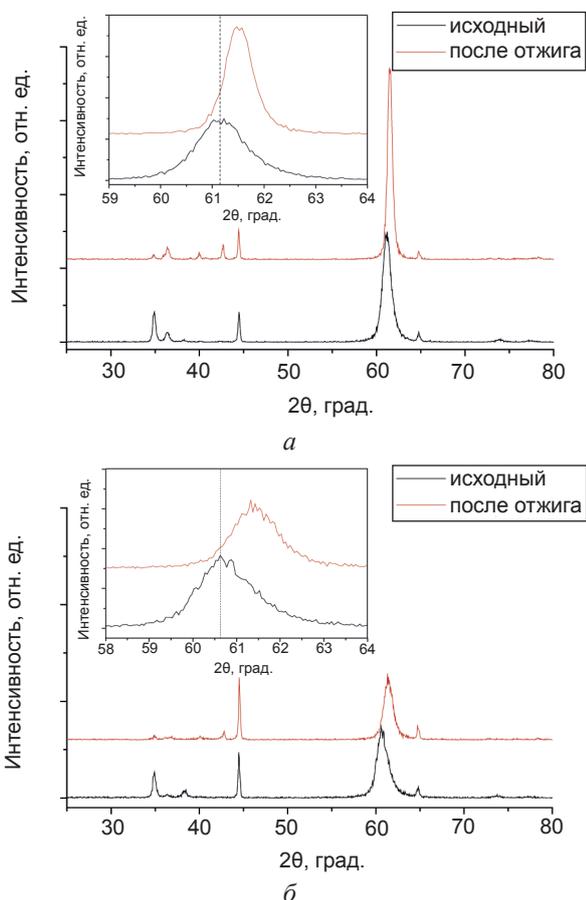


Рис. 4. Рентгеновские θ - 2θ дифрактограммы TiN покрытий, осажденных при парциальном давлении N₂ 0,03 Па с различным содержанием Ar до и после отжига: а — 0 % Ar; б — 35 % Ar

Видно, что общий вид дифрактограмм в результате отжига не меняется, т. е. кристаллическая структура и текстура с осью [110] в покрытиях являются стабильными.

Интенсивная дифракционная линия (220) покрытий после отжига смещается в сторону больших углов. Это смещение для покрытия № 4, осажденного при высокой концентрации аргона, больше, чем для покрытия № 1, полученного в его отсутствии. В то же время, для покрытия № 4 ширина и интенсивность линии (220) при отжиге практически не меняется, в то время, как для покрытия № 1 эта линия становится более узкой и интенсивной, что указывает на совершенствование кристаллической структуры в покрытии. Действительно, размер ОКР в покрытии, полученном без добавления аргона, в результате отжига увеличился в 2 раза с 9,2 до 17,6 нм. При наличии аргона процесс роста ОКР усложняется, что приводит к менее значительным изменениям от 7,1 до 8,7 нм. Твердость *H* и величина *H/E* в процессе отжига покрытия уменьшаются, приближаясь к значениям, характерным для массивного TiN.

α - $\sin^2\psi$ графики образцов с покрытиями № 1 и № 4 в исходном состоянии и после отжига приведены на рис. 5. Для обоих покрытий в результате отжига наклон прямой,

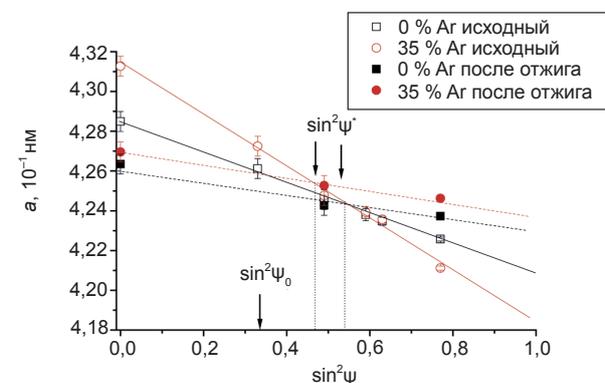


Рис. 5. α - $\sin^2\psi$ графики покрытий, осажденных при различном содержании Ar в смеси N₂, в исходном состоянии и после отжига

Сравнение характеристик TiN покрытий до и после отжига

№ образца	1		4	
Давление N ₂ , Па	0,03			
% Ar	0		35	
	исходный	после отжига	исходный	после отжига
L, нм	9,2	17,6	7,1	8,7
σ, ГПа	7,1	2,8	10,1	3,0
a ₀ , нм	0,4242		0,4253	
H, ГПа	31,7	26,1	31,9	20,7
E, ГПа	413	433	383	322
H/E	0,077	0,060	0,083	0,064

аппроксимирующей экспериментальные точки на графиках, уменьшается, что свидетельствует о снижении уровня напряжений. Расчеты показали, что независимо от присутствия аргона в рабочем газе уровень сжимающих напряжений после отжига снижается до 3 ГПа.

Можно видеть, что для обоих покрытий значение $\sin^2\psi^*$, определенное как точка пересечения графиков до и после отжига, выше, чем $\sin^2\psi = 0,33$, которое вычислено исходя из упругих постоянных TiN. Значение параметра решетки для покрытия, осажденного без аргона, совпадает со значением для массивного TiN ($a = 0,4242$ нм) [18]. Добавление к азоту 35 % Ar при осаждении приводит к увеличению параметра решетки покрытия до 0,4253 нм. Скорее всего, это связано с имплантацией ионов аргона в покрытие. Именно наличием имплантированных частиц аргона, которые создают сильное искажение кристаллической решетки TiN, препятствующее движению дислокаций, можно объяснить слабый рост ОКР в процессе отжига этого покрытия. Действительно, как показали результаты элементного анализа на сканирующем электронном микроскопе Zeiss EVO MA15 с системой рентгеноспектрального микроанализа JED 2200, в TiN покрытиях, осажденных при 10 % аргона в составе газовой смеси, содержится до 0,5 ат. % аргона.

Хорошо известно, что ионная бомбардировка в процессе нанесения покрытия существенно влияет на их структуру и свойства, причем результат воздействия, в первую очередь, определяется энергией частиц [1–3, 7]. При низкой температуре подложки три основных эффекта могут иметь место под действием бомбардировки при вакуумно-дуговом осаждении нитридных покрытий. Во-первых, это распыление растущей поверхности, в том числе селективное. В результате может наблюдаться снижение скорости осаждения покрытий и уменьшение концентрации легких элементов (в данном случае азота). Часто это приводит к образованию нитридов, обогащенных металлическим компонентом, и к некоторому снижению твердости покрытий. Во-вторых, ионная бомбардировка может привести к измельчению зерен и прерыванию столбчатого роста в покрытиях за счет увеличения плотности зародышеобразования. В соответствии с законом Холла-Петча с уменьшением размера зерен твердость растет, благодаря блокированию дислокаций. В-третьих, бомбардировка оказывает влияние на формирование дефектов кристаллической структуры в результате имплантации частиц. Как следствие — рост сжимающих напряжений и изменения в текстуре покрытий. Рост напряжений, который связывают с увеличением количества имплантированных частиц,

также может приводить к увеличению твердости покрытий. Влияние бомбардировки на текстуру покрытий, полученных ионно-плазменными методами, объясняют на основе термодинамического и кинетического подходов. Термодинамический подход предполагает, что преимущественная ориентация определяется минимумом общей энергии покрытия, которая состоит из свободной поверхностной энергии, энергии деформации и энергии, связанной с каналированием в кристаллических зернах. В основе кинетического подхода лежит модель эволюционного отбора, как результата различия скорости роста разных кристаллографических плоскостей на поверхности пленки в присутствии реакционного газа. В любом случае преимущественная ориентация оказывает сильное влияние на трибологические свойства и износостойкость покрытий [6, 12].

Рассмотрим влияние газовой атмосферы в вакуумной камере на процесс формирования покрытий. Ионы металлов, эмитируемые катодным пятном вакуумно-дугового источника плазмы, имеют значительную первоначальную кинетическую энергию, которая обычно находится в диапазоне 20–150 эВ. Процессы рассеяния металлических ионов на пути от катода до подложки приводят к диссоциации, возбуждению и ионизации частиц газа [9]. Кроме того, ионизацию газовых молекул вызывает их взаимодействие с электронной компонентой вакуумно-дуговой плазмы. По этой причине в процессе роста пленки растущую поверхность могут бомбардировать как металлические, так и газовые ионы. Увеличение общего давления в вакуумной камере приводит к более интенсивному рассеянию и, следовательно, к более высокой концентрации ионов газа (азота и аргона). Приложение отрицательного потенциала смещения на подложку приводит к ускорению всех типов ионов. Энергия ионов зависит от типа и величины потенциала смещения и будет выше для ионов с большей массой и зарядом [2].

Таким образом, в процессе осаждения поверхность покрытий подвергается бомбардировке ионами металлов (титан), эмитируемых катодом, и газовых ионов (азот и аргон). В отсутствие аргона основной вклад

в создание напряжений в TiN покрытии дают ионы титана и азота, при этом преимущественный вклад вносят ионы металла из-за их высокой концентрации и большой массы. При добавлении в рабочий газ аргона в потоке осаждаемой плазмы образуются ионы аргона, имеющие более высокую по сравнению с азотом массу. Вследствие этого роль газовой компоненты в формировании напряжений в покрытии возрастает и становится сравнимой с ролью ионов титана. Чем выше содержание Ar и суммарное давление газа в камере, тем больше уровень напряжения в осаждаемом покрытии.

В работе обнаружено, что в рассмотренном диапазоне параметров осаждения добавление аргона практически не оказывает влияния на скорость осаждения и фазовый состав покрытий, значит процессы, связанные с распылением растущей поверхности и активацией азота, при введении аргона мало меняются. Практически не меняется твердость и преимущественная ориентация в покрытиях. Полученные экспериментальные данные свидетельствуют, что добавка аргона оказывает существенное влияние на микроструктуру покрытий и уровень остаточных напряжений в них, то есть процессы, связанные с ионной имплантацией и образованием дефектов. В отсутствие аргона покрытия насыщены дефектами и имеют высокий уровень сжимающих напряжений, который определяется конкуренцией процессов, связанных с генерацией дефектов при ионной бомбардировке и частичной их релаксацией [19]. В сильно искаженной дефектами кристаллической решетке движение дислокаций затруднено, что объясняет высокую твердость покрытий. Однако, такая дефектная структура покрытий является метастабильной. Нагрев покрытия приводит к отжигу дефектов, релаксации напряжений и снижению твердости. При добавлении Ar в состав рабочего газа эффект от бомбардировки ионизированными частицами усиливается: зерна измельчаются, напряжения релаксируют.

ВЫВОДЫ

Методами рентгеноструктурного анализа исследовано влияние введения аргона

в атмосферу реакционного газа (азота) при осаждении вакуумно-дуговых TiN покрытий на их структуру и напряженное состояние. Покрытия осаждались методом PPI & D из фильтрованной вакуумно-дуговой плазмы в условиях подачи на подложку высоковольтного импульсного потенциала смещения с амплитудой 1 кВ.

Обнаружено, что при изменении концентрации аргона в интервале от 0 до 45 % фазовый состав покрытий не меняется, и единственной фазой в покрытиях является нитрид TiN с кубической структурой типа NaCl с сильной текстурой аксиального типа с осью [110] в направлении нормали к поверхности покрытия.

При увеличении содержания аргона размер ОКР в покрытиях снижается, уровень остаточных напряжений увеличивается от 7 ГПа до 10 ГПа. Несмотря на это, согласно данным наноиндентирования, твердость покрытий существенно не меняется.

Структурные изменения, наблюдаемые при добавлении аргона, обусловлены интенсификацией процессов, связанных с бомбардировкой поверхности растущего покрытия газовыми ионами, генерируемыми при взаимодействии газовой компоненты с потоком вакуумно-дуговой плазмы. С ростом концентрации Ar и общего давления газа в камере эффект от бомбардировки газовыми частицами усиливается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Handbook of Vacuum Arc Science and Technology: Fundamentals and Applications / Eds. R. L. Boxman, P. J. Martin, D. M. Sanders. — New York: Noyes, Park Ridge, 1995. — 742 p.
2. Anders A. Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation. — New York: Springer Inc., 2008. — 540 p.
3. Mukherjee S., Prokert F., Richter E., Moeller W. Intrinsic stress and preferred orientation in TiN coatings deposited on Al using plasma immersion ion implantation assisted deposition // *Thin Solid Films*. — 2003. — Vol. 445. — P. 48–53.
4. Anders A., Anders S., Brown I., Dickinson M., MacGill R. Metal plasma immersion ion implantation and deposition using vacuum arc plasma sources // *J. Vac. Sci. Technol.* — 1994. — В. 12. — P. 815–820.
5. Bilek M., McKenzie D., Moeller W. Use of low energy and high frequency PPII during thin film deposition to achieve relief of intrinsic stress and microstructural changes // *Surface & Coatings Technology*. — 2004. — Vol. 186. — P. 21–28.
6. Akkaya S. S., Vasyliiev V. V., Reshetnyak E. N., Kazmanlı K., Solak N., Strel'nitskij V. E., Ürgen M. Structure and properties of TiN coatings produced with PPII&D technique using high efficiency rectilinear filter cathodic arc plasma // *Surface & Coatings Technology*. — 2013. — Vol. 236. — P. 332–340.
7. Mayrhofer P., Mitterer C., Hultman L., Clemens H. Microstructural design of hard coatings // *Progress in Materials Science*. — 2006. — Vol. 51. — P. 1032–1114.
8. Veprek S., Veprek-Heijman M., Karvankova P., Prochazka J. Different approaches to superhard coatings and nanocomposites // *Thin Solid Films*. — 2005. — Vol. 476. — P. 1–29.
9. Lomino N. S., Ovcharenko V. D., Andreev A. A. On Mechanism of Vacuum-Arc Plasma Activation in the Range of Pressures 1–10 Pa // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2005. — Vol. 33, No. 5. — P. 1626–1630.
10. Zhitomirsky V., Kinrot U., Alterkop B., Boxman R. L., Goldsmith S. Influence of gas pressure on the ion current and its distribution in a filtered vacuum arc deposition system // *Surface and Coatings Technology*. — 1995. — Vol. 86–87. — P. 263–270.
11. Cheng Y., Zheng Y. Effect of N₂/Ar gas flow ratio on the deposition of TiN/Ti coatings on NiTi shape memory alloy by PPIID // *Materials Letters*. — 2006. — Vol. 60, No. 17–18. — P. 2243–2247.
12. Bahri A., Guermazi N., Elleuch K., Urgan M. Tribological performance of TiN coatings deposited on 304 L stainless steel used for olive-oil extraction // *Wear*. — 2015. — Vol. 342–343. — P. 77–84.
13. Gautier C., Machet J. Study of the Growth Mechanisms of Chromium Nitride Films Deposited by Vacuum — Arc Evaporation // *Thin Solid Films*. — 1997. — Vol. 295, No. 1–2. — P. 43–52.
14. Zhang Y., Yan P., Wu Z., Zhang P. Influences of deposition parameters on the microstructure

and properties of nanostructural TiN films synthesized by filtered cathodic arc plasma // *Rare Metals*. — 2005. — Vol. 24, No. 4. — P. 370–375.

15. Белоус В. А., Заднепровский Ю. А., Ломино Н. С., Соболев О. В. Роль аргона в газовой смеси с азотом при получении нитридных конденсатов системы Ti-Si-N в вакуумно-дуговых процессах осаждения // *Журнал технической физики*. — 2013. — Т. 83, вып. 7. — С. 69–76.
16. Vasylyev V. V., Strelnytskiy V. E. Method and device for transporting vacuum arc plasma, PCT patent application, WO 2012/064311 A1, 18.05.2012.
17. Welzel U., Ligot J., Lamparter P., Vermeulen A., Mittemeijer E. Stress analysis of polycrystalline thin films and surface regions by X-ray diffraction // *J. Appl. Cryst.* — 2005. — Vol. 38. — P. 1–29.
18. Abadias G.. Stress and preferred orientation in nitride-based PVD coatings // *Surface and Coatings Technology*. — 2008. — Vol. 202, No. 11. — P. 2223–2512.
19. Davis C. A. A simple model for the formation of compressive stress in thin films by ion bombardment // *Thin Solid Films*. — 1993. — Vol. 226. — P. 30–34.

REFERENCES

1. Handbook of Vacuum Arc Science and Technology: Fundamentals and Applications / Eds. R. L. Boxman, P. J. Martin, D. M. Sanders. — New York: Noyes, Park Ridge, 1995. — 742 p.
2. Anders A. Cathodic Arcs: From Fractal Spots to Energetic Condensation. - New York: Springer Inc., 2008. — 540 p.
3. Mukherjee S., Prokert F., Richter E., Moeller W. Intrinsic stress and preferred orientation in TiN coatings deposited on Al using plasma immersion ion implantation assisted deposition // *Thin Solid Films*. — 2003. — Vol. 445. — P. 48–53.
4. Anders A., Anders S., Brown I., Dickinson M., MacGill R. Metal plasma immersion ion implantation and deposition using vacuum arc plasma sources // *J. Vac. Sci. Technol.* — 1994. — B. 12. — P. 815–820.
5. Bilek M., McKenzie D., Moeller W. Use of low energy and high frequency PBII during thin film deposition to achieve relief of intrinsic

stress and microstructural changes // *Surface & Coatings Technology*. — 2004. — Vol. 186. — P. 21–28.

6. Akkaya S. S., Vasylyev V. V., Reshetnyak E. N., Kazmanlı K., Solak N., Strel' nitskiy V. E., Ürgen M. Structure and properties of TiN coatings produced with PIII&D technique using high efficiency rectilinear filter cathodic arc plasma // *Surface & Coatings Technology*. — 2013. — Vol. 236. — P. 332–340.
7. Mayrhofer P., Mitterer C., Hultman L., Clemens H. Microstructural design of hard coatings // *Progress in Materials Science*. — 2006. — Vol. 51. — P. 1032–1114.
8. Veprek S., Veprek-Heijman M., Karvankova P., Prochazka J. Different approaches to superhard coatings and nanocomposites // *Thin Solid Films*. — 2005. — Vol. 476. — P. 1–29.
9. Lomino N. S., Ovcharenko V. D., Andreev A. A. On Mechanism of Vacuum-Arc Plasma Activation in the Range of Pressures 1–10 Pa // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2005. — Vol. 33, No. 5. — P. 1626–1630.
10. Zhitomirsky V., Kinrot U., Alterkop B., Boxman R. L., Goldsmith S. Influence of gas pressure on the ion current and its distribution in a filtered vacuum arc deposition system // *Surface and Coatings Technology*. — 1995. — Vol. 86–87. — P. 263–270.
11. Cheng Y., Zheng Y. Effect of N₂/Ar gas flow ratio on the deposition of TiN/Ti coatings on NiTi shape memory alloy by PIIID // *Materials Letters*. — 2006. — Vol. 60, No. 17–18. — P. 2243–2247.
12. Bahri A., Guermazi N., Elleuch K., Urgen M. Tribological performance of TiN coatings deposited on 304 L stainless steel used for olive-oil extraction // *Wear*. — 2015. — Vol. 342–343. — P. 77–84.
13. Gautier C., Machet J. Study of the Growth Mechanisms of Chromium Nitride Films Deposited by Vacuum — Arc Evaporation // *Thin Solid Films*. — 1997. — Vol. 295, No. 1–2. — P. 43–52.
14. Zhang Y., Yan P., Wu Z., Zhang P. Influences of deposition parameters on the microstructure and properties of nanostructural TiN films synthesized by filtered cathodic arc plasma // *Rare Metals*. — 2005. — Vol. 24, No. 4. — P. 370–375.
15. Belous V. A., Zаднепровский Ю. А., Ломино Н. С.,

- Sobol' O. V. Rol' argona v gazovoj smesi s azotom pri poluchenii nitridnyh kondensatov sistemy Ti-Si-N v vakuumno-dugovyh processah osazhdeniya // Zhurnal tehnicheckoj fiziki. — 2013. — Vol. 83, vyp. 7. — P. 69–76.
16. Vasyliiev V. V., Strelnytskiy V. E. Method and device for transporting vacuum arc plasma, PCT patent application, WO 2012/064311 A1, 18.05.2012.
17. Welzel U., Ligot J., Lamparter P., Vermeulen A., Mittemeijer E. Stress analysis of polycrystalline thin films and surface regions by X-ray diffraction // J. Appl. Cryst. — 2005. — Vol. 38. — P. 1–29.
18. Abadias G.. Stress and preferred orientation in nitride-based PVD coatings // Surface and Coatings Technology. — 2008. — Vol. 202, No. 11. — P. 2223–2512.
19. Davis C. A. A simple model for the formation of compressive stress in thin films by ion bombardment // Thin Solid Films. — 1993. — Vol. 226. — P. 30–34.

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ ВАКУУМНО-ДУГОВЫХ ПОКРЫТИЙ CrN, CrAl И Al₂O₃ НА ПРОЦЕСС НАСЫЩЕНИЯ ДЕЙТЕРИЕМ СПЛАВА Zr + 1 % Nb

В. А. Бартак¹, Г. Д. Толстолицкая²

¹Научный физико-технологический центр МОН и НАН Украины,
Харьков, Украина,

²Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина

Поступила в редакцию 23.12.2016

В работе была исследована водородная проницаемость плазменных бескапельных покрытий CrN, CrAl и Al₂O₃, осажденных на сплав Zr + 1 % Nb. Для измерения пространственно-концентрационных распределений дейтерия в исходном сплаве циркония и в сплаве с покрытиями после насыщения из газовой фазы при температуре 300–600 °С был использован метод ядерных реакций. Насыщение осуществлялось при давлении дейтерия $P_D = (2-9) \cdot 10^{-3}$ Па, время насыщения составило 120 мин; также использовался метод ионной имплантации. Было выявлено, что покрытия CrN, CrAl и Al₂O₃ выступают защитным барьером, защищая цирконий от взаимодействия с изотопом водорода. Дейтерий не проникает в объем образцов с покрытиями, адсорбируясь в их приповерхностных областях.

Ключевые слова: плазменные покрытия, циркониевый сплав, газовая фаза, водородная проницаемость, ядерные реакции.

ВПЛИВ ПЛАЗМОВИХ ВАКУУМНО-ДУГОВИХ ПОКРИТТІВ CrN, CrAl І Al₂O₃ НА ПРОЦЕС НАСИЧЕННЯ ДЕЙТЕРІЄМ СПЛАВУ Zr + 1 % Nb

В. А. Бартак, Г. Д. Толстолицька

В роботі досліджена воднева проникність плазмових безкрапельних покриттів CrN, CrAl і Al₂O₃, нанесених на сплав Zr + 1 % Nb. Для вимірювання просторово-концентраційних розподілів дейтерію у вихідному сплаві цирконію і в сплаві з покриттями після насичення з газової фази при температурі 300–600 °С застосовувався метод ядерних реакцій. Насичення здійснювалося за умов тиску дейтерію $P_D = (2-9) \cdot 10^{-3}$ Па, час насичення становив 120 хвилин; також застосовувався метод іонної імплантації. Було виявлено, що покриття CrN, CrAl і Al₂O₃ виступають захисним бар'єром, захищаючи цирконій від взаємодії з ізотопом водню. Дейтерій не проникає в об'єм зразків з покриттями, адсорбуючись в їх приповерхневих областях.

Ключові слова: плазмові покриття, цирконієвий сплав, газова фаза, воднева проникність, ядерні реакції.

THE EFFECT OF PLASMA VACUUM ARC COATING CrN, CrAl AND Al₂O₃ ON THE PROCESS OF SATURATION WITH DEUTERIUM ALLOY Zr + 1 % Nb

V. A. Bartak, G. D. Tolstolutska

In this work the hydrogen permeability of plasma not drop coatings CrN, CrAl and Al₂O₃, deposited on alloy Zr + 1 % Nb. To measure the space-deuterium concentration distributions in the source of zirconium alloy and alloy coated after saturation of the gas phase at a temperature of 300–600 °С was used method of nuclear reactions. Saturation carried out under conditions of pressure deuterium $P_D = (2-9) \cdot 10^{-3}$ Pa, the saturation time was 120 minutes; also used the method of ion implantation. It was found that the coating CrN, CrAl and Al₂O₃ serve protective barrier, protecting the interaction of zirconium isotope of hydrogen. Deuterium does not penetrate into the bulk samples coated, adsorption their surface areas.

Keywords: plasma coatings, zirconium alloy, gas phase, hydrogen permeability, nuclear reactions.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных причин аварий и скорого выхода из строя узлов атомного реактора является разрушение оболочек ТВЭЛов в результате взаимодействия с изотопами водорода, выделяющимися при взаимодействии циркониевого сплава $Zr + 1\% Nb$ с теплоносителем. Поглощение тепловыделяющими элементами водорода и, как следствие, резкое ухудшение механических свойств данных конструкционных материалов и сокращение срока их эксплуатации, определяется реакцией $Zr + 2H_2O = ZrO_2 + 2H_2 + Q$. К негативным последствиям, вызванным протеканием данной реакции, можно отнести выделение водорода и тепла, охрупчивание оболочек ТВЭЛов, снижение толщины ТВЭЛов за счет окисления, их деформация и плавление, блокирование каналов теплоносителя и прекращение отвода тепла от топлива.

Кроме того, повышение температуры до $900\text{ }^\circ\text{C}$ приводит к возникновению парациркониевой реакции, сопровождающейся накоплением взрывоопасного водорода, а также к интенсивному поглощению кислорода и, как следствие, к разрушению циркониевых изделий.

Пороговой для начала реакции $Zr + 2H_2O = ZrO_2 + 2H_2 + Q$ является температура $860\text{ }^\circ\text{C}$. При повышении температуры до $1200\text{ }^\circ\text{C}$ реакция проходит интенсивно и является самоподдерживающейся. За 10–12 минут реакции оболочка ТВЭЛа окисляется на толщину 0,10–0,15 мм с разогревом до температуры её плавления. Образующийся водород очень взрыво- и пожароопасен и образует газовые пузыри, препятствующие циркуляции теплоносителя, что также сопряжено с прекращением теплосъема с топлива. Таким образом, одной из основных проблем, стоящих перед материаловедами, исследующими циркониевые сплавы, является их защита от деструктивного воздействия H_2 .

Целью данной работы было исследование водородной проницаемости защитных покрытий CrN , $CrAl$ и Al_2O_3 , нанесенных на образцы сплава $Zr + 1\% Nb$, изготовленных из отрезков ТВЭЛных трубок, в условиях их насыщения изотопом водорода — дейтерием из газовой среды.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Были изготовлены плоские образцы из отрезков трубок ТВЭЛов, состоящих из сплава $Zr + 1\% Nb$. Одним из основных этапов подготовки образцов к насыщению было обезгаживание кратковременным нагревом до $T = 550\text{ }^\circ\text{C}$ при давлении 3×10^{-7} мм рт. ст.

На установке «Булат-3Т» вакуумно-дуговым методом с помощью фильтрованной металлической плазмы были сформированы наноструктурированные сложнолегированные покрытия с высокой коррозионной стойкостью и термостабильностью на основе алюминия и хрома и их нитридов и оксидов. На плоские образцы, изготовленные из отрезков ТВЭЛных трубок (сплав $Zr1Nb$), осаждались бескапельные покрытия с использованием прямолинейных фильтров плазменных потоков.

Наличие макрочастиц в плазменном потоке является крайне нежелательным во всех областях применения вакуумно-дуговых источников плазмы. Так, при обработке поверхностей макрочастицы значительно ухудшают качество получаемых пленок, приводя к образованию дефектов в конденсате. Для сепарации плазмы и полной очистки плазменного потока от макрочастиц использовалось устройство с асимметричными магнитоэлектрическими транспортирующими полями и с лабиринтной системой экранов для задержки (перехвата) макрочастиц.

Перед нанесением покрытий поверхность образцов подвергалась бомбардировке ионами аргона и хрома при отрицательном потенциале от 0,5 до 1,35 кВ таким образом, чтобы температура образцов не превышала $500\text{ }^\circ\text{C}$. Толщины покрытий составляли для $CrAl_2$ 5 мкм, 6 мкм и 8 мкм.

Далее осуществлялось насыщение образцов дейтерием в вакуумной камере. Напуск дейтерия производился до давления $P = (2-9) \times 10^{-3}$ Па, температура образцов при насыщении составляла $T = 350-600\text{ }^\circ\text{C}$, время насыщения — 120 минут. Затем поступления дейтерия прекращалось, нагрев выключался и система откачивалась до давления $\sim 3 \times 10^{-5}$ Па.

Для диагностики содержания водорода в сплаве циркония использовали метод

ядерных реакций. Пространственное распределение дейтерия по глубине в материалах измерялось при помощи реакции ${}^3\text{He} + \text{D} \Rightarrow {}^4\text{He} + \text{p}$. Осуществлялось бомбардирование образца пучком ионов ${}^3\text{He}^+$ с энергиями от 0,3 до 1,4 МэВ, полученным при помощи ускорителя ЭСУ-2. После этого производилось детектирование протонов при помощи кремниевого полупроводникового детектора с толщиной обедненной зоны порядка 100 мкм и телесным углом $1,5 \times 10^{-2}$ ст. Для исключения регистрации обратно рассеянных частиц перед детектором была размещена алюминиевая фольга толщиной 0,8 мм.

При разной энергии пучка ${}^3\text{He}$ он проникает на разную глубину, где происходит взаимодействие с D. Таким образом, были получены кривые выходов протонов от энергии пучка (рис. 1); на основе полученных графиков были рассчитаны концентрации дейтерия при помощи программы HELEN.

Из полученных профилей можно сделать вывод, что дейтерий регистрируется на всей глубине, доступной для анализирующих ионов ${}^3\text{He}^+$ с энергией 1,4 МэВ, при этом его концентрация возрастает с повышением температуры.

На рис. 2 приведены энергетические спектры протонов реакции $\text{D}({}^3\text{He}, \text{p}){}^4\text{He}$ для образцов Zr1%Nb в исходном состоянии и с покрытиями из Al₂O₃, CrAl и CrN, дейтерированными из газовой фазы при температуре 350 °С.

Как видно из сравнения энергетических спектров протонов для образцов в исходном состоянии и с покрытиями из Al₂O₃, CrAl и CrN, после насыщения из газовой фазы при температуре 350 °С сигнал от дейтерия для образцов с покрытием в области 1000–2500 каналов на два порядка меньше по сравнению с сигналом для образцов без покрытия. Выход протонов из образцов с покрытием был низким, что приводит

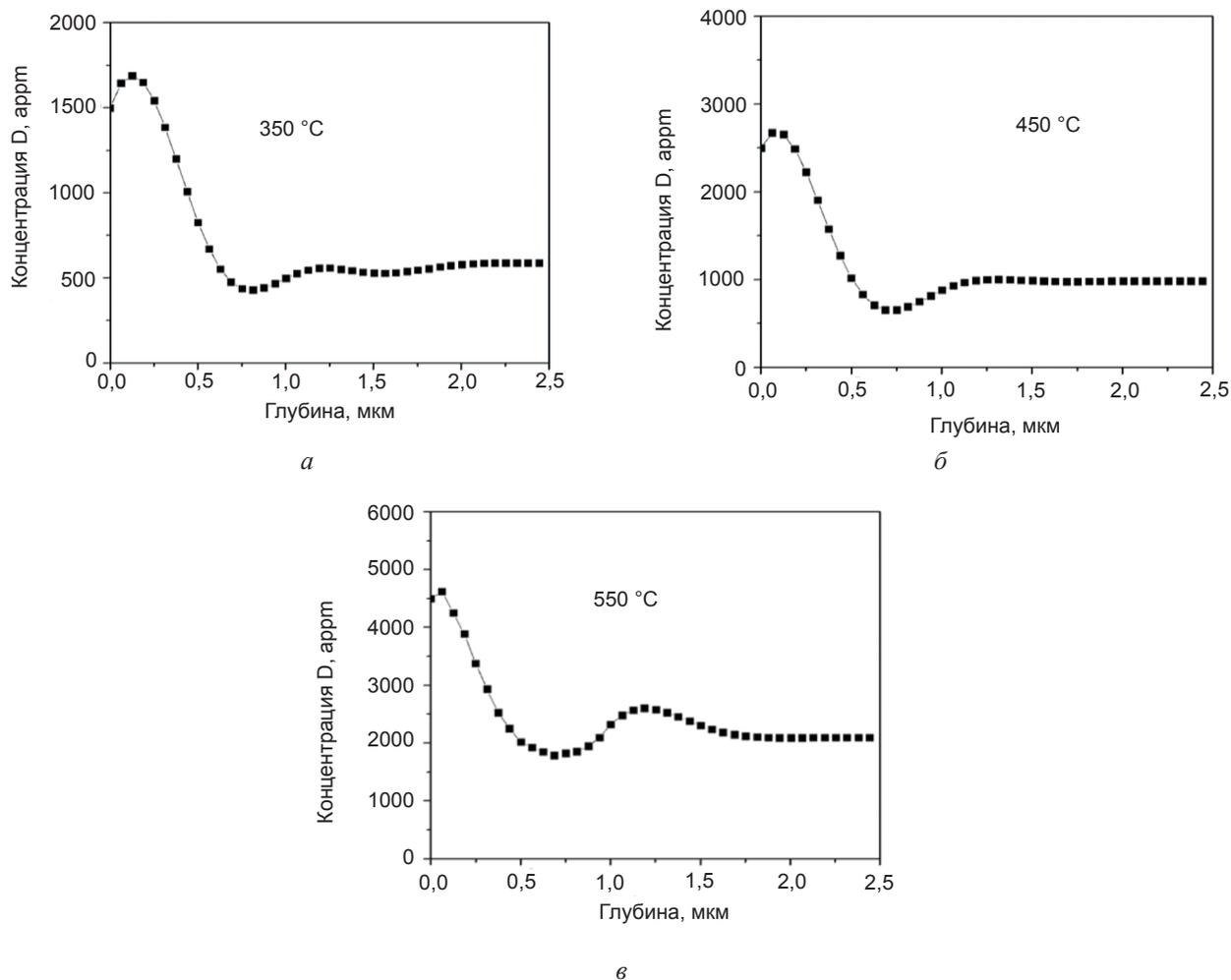


Рис. 1. Распределение дейтерия по глубине в исходном Zr1%Nb, дейтерированном из газовой фазы при температурах: а) 350 °С, б) 450 °С, в) 550 °С

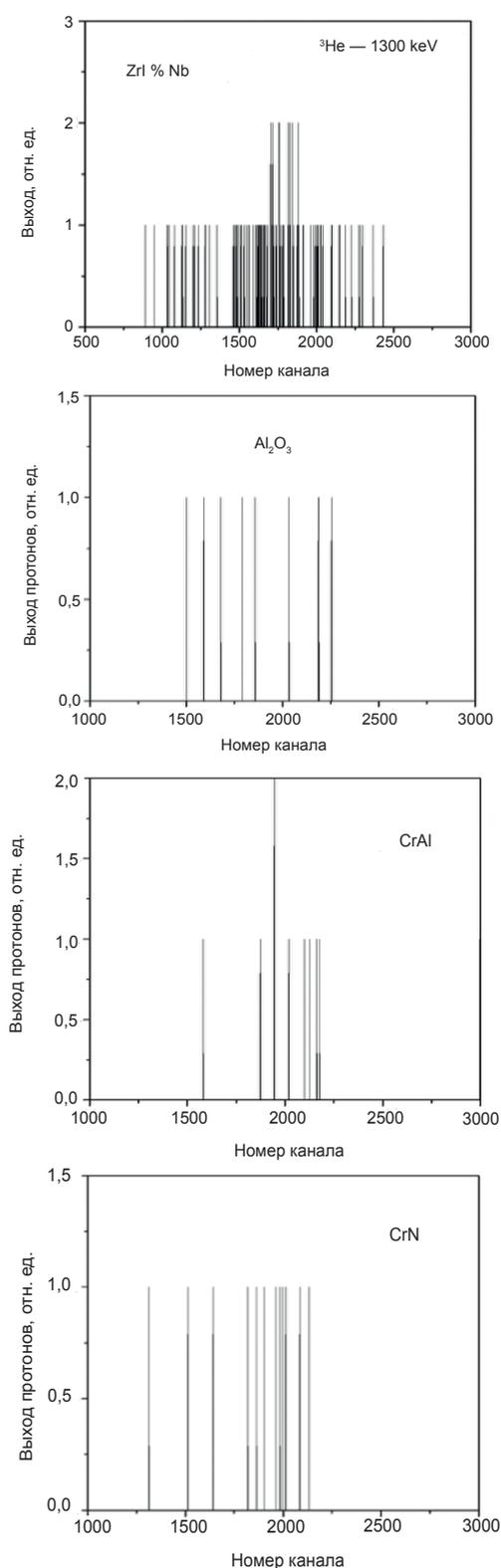


Рис. 2. Энергетические спектры протонов реакции $D(^3\text{He}, p)^4\text{He}$ для образцов Zr1%Nb в исходном состоянии и с покрытиями из Al_2O_3 , CrAl и CrN, дейтерированными из газовой фазы при температуре 350 °C

к невозможности его определения программой; таким образом, целесообразным является сравнение энергетических выходов протонов (интенсивности).

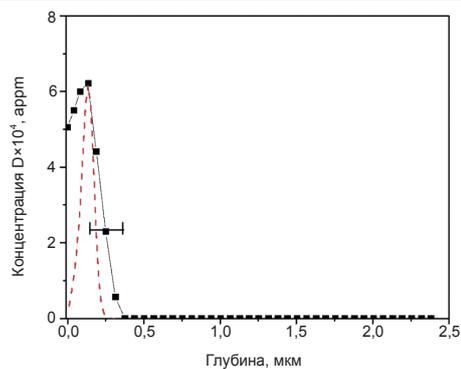


Рис. 3. Распределение по глубине дейтерия, ионно-имплантированного с энергией 15 кэВ/D при температуре 350 °C до дозы $1 \times 10^{17}\text{см}^{-2}$ в покрытие CrN

Образец Zr1%Nb имел толщину ~0,5 мм. Время облучения составляло 0,5 ч. За это время произошло перераспределение дейтерия по всему образцу Zr1 % Nb, поскольку, как видно из рис. 3, с тыльной по отношению к облучаемой поверхности стороны образца фиксируется заметная концентрация дейтерия.

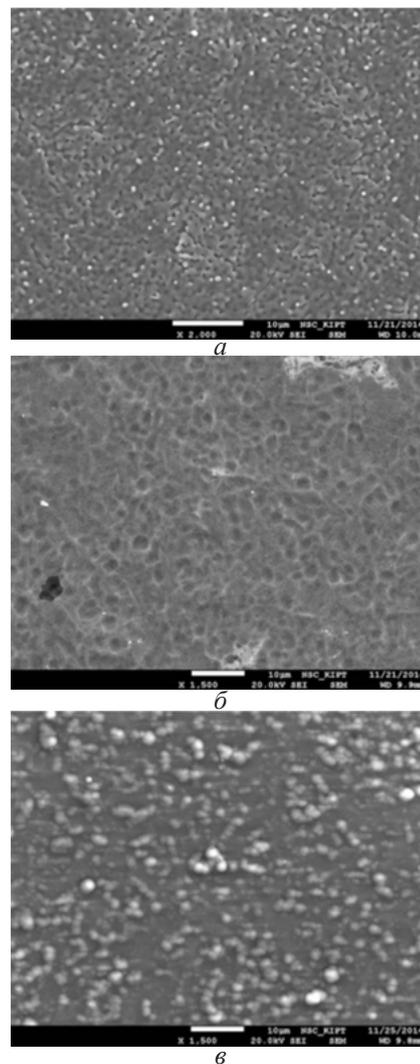


Рис. 4. Микрофотография поверхности покрытий: а) образец с покрытием CrAl; б) образец с покрытием CrN; в) образец с покрытием Al_2O_3

Такой малый выход протонов из образцов с покрытиями свидетельствует о том, что водород не проникает в покрытие. Интегральный выход протонов для насыщенного дейтерием сплава Zr1 % Nb без покрытия на три порядка больше, чем для Zr1 % Nb с покрытием.

ВЫВОДЫ

Исследована водородная проницаемость плазменных бескапельных покрытий типа CrN, CrAl и Al₂O₃, осажденных на сплав Zr1%Nb в условиях действия дейтерия из газовой фазы. Установлено, что:

1) в исследованном интервале температур и давлений дейтерия покрытия выступают барьером и защищают цирконий от взаимодействия с изотопом водорода;

2) при насыщении образцов дейтерием из газовой фазы дейтерий не проникает в объем покрытий, адсорбируясь в их приповерхностных областях;

3) при имплантации ионов дейтерия в покрытие CrN на сплаве Zr1%Nb наблюдается его фиксация в пределах пробега ионов, в отличие от перераспределения его по всему объему сплава без покрытия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Б. А., Шмаков А. А. Поведение водорода в реакторных сплавах циркония // Физика и химия обработки материалов. — 2005. — No. 1. — С. 78–84.
2. Zinkle S. J., Terrani K. A., Gehin J. C., Ott L. J., Snead L. L. Accident tolerant fuels for LWRs: A perspective // Journal of Nuclear Materials. — 2014. — Vol. 448. — P. 374–379.
3. Yan Y., Burtseva T. A., Billone M. C. High-temperature steam-oxidation behavior of Zr-1Nb cladding alloy E110 // Journal of Nuclear Materials. — 2009. — Vol. 393. — P. 433–448.
4. Гельд П. В., Рябов Р. А., Мохрачова Л. П. Водород и физические свойства металлов и сплавов. — М.: Наука, 1985. — 232 с.
5. Levchuk D., Koch F., Maier H., Bolt H. Deuterium permeation through Eurofer and α -alumina coated Eurofer // Journal of Nuclear Materials. — 2004. — Vol. 328. — P. 103–106.
6. Чернов И. П., Черданцев Ю. П., Лидер А. М. и др. // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед. — 2009. — No. 4. — 1 с.

7. IAEA-TECDOC-1410. Delayed hydride cracking in pressure tube nuclear reactors. International Atomic Energy Agency. — Vienna, 2004.
8. IAEA-TECDOC-1649. Delayed hydride cracking of zirconium alloy fuel cladding. International Atomic Energy Agency. — Vienna, 2010.
9. Chao C. K., Yang K. C., Tseng C. C. Rupture of spent fuel zircaloy cladding in dry storage due to delayed hydride cracking // Nuclear Engineering and Design. — 2008. — Vol. 238, No.1. — P. 124–129.
10. Fukai Y. The metal-hydrogen system. Basic bulk properties. Series: Springer Series in Materials Science. — 2005. — Vol. 21. 2 rev. and updated ed., XII. — 497 p.
11. Davis J. R. ASM Handbook. Alloy phase diagrams. — 1992. — Vol. 3. — P. 1–1471. GmbH & Co. KGaA. Weinheim, 2008.
12. Гольдшмидт Х. Д. Сплавы внедрения. Выпуск II. — М.: «Мир», 1971.
13. Dupin N., Ansara I., Servant C., Toffolon C., Lemaignan C., Brachet J. C. A thermodynamic database for zirconium alloys // Journal of Nuclear Materials. — 1999. — Vol. 275, No. 3. — P. 287–295.

REFERENCES

1. Kalin B. A., Shmakov A. A. Povedenie vodoroda v reaktornyh splavah circoniya // Fizika i himiya obrabotki materialov. — 2005. — No. 1. — P. 78–84.
2. Zinkle S. J., Terrani K. A., Gehin J. C., Ott L. J., Snead L. L. Accident tolerant fuels for LWRs: A perspective // Journal of Nuclear Materials. — 2014. — Vol. 448. — P. 374–379.
3. Yan Y., Burtseva T. A., Billone M. C. High-temperature steam-oxidation behavior of Zr-1Nb cladding alloy E110 // Journal of Nuclear Materials. — 2009. — Vol. 393. — P. 433–448.
4. Gel'd P. V., Ryabov R. A., Mohrachova L. P. Vodorod i fizicheskie svojstva metallov i splavov. — M.: Nauka, 1985. — 232 p.
5. Levchuk D., Koch F., Maier H., Bolt H. Deuterium permeation through Eurofer and α -alumina coated Eurofer // Journal of Nuclear Materials. — 2004. — Vol. 328. — P. 103–106.
6. Chernov I. P., Cherdancev Yu. P., Lider A. M. i dr. // Poverhnost'. Rentgen., sinhrotr. i nejtron. issled. — 2009. — No. 4. — 1 p.
7. IAEA-TECDOC-1410. Delayed hydride

- cracking in pressure tube nuclear reactors. International Atomic Energy Agency. — Vienna, 2004.
8. IAEA-TECDOC-1649. Delayed hydride cracking of zirconium alloy fuel cladding. International Atomic Energy Agency. — Vienna, 2010.
 9. Chao C. K., Yang K. C., Tseng C. C. Rupture of spent fuel zircaloy cladding in dry storage due to delayed hydride cracking // Nuclear Engineering and Design. — 2008. — Vol. 238, No. 1. — P. 124–129.
 10. Fukai Y. The metal-hydrogen system. Basic bulk properties. Series: Springer Series in Materials Science. — 2005. — Vol. 21. 2 rev. and updated ed., XII. — 497 p.
 11. Davis J. R. ASM Handbook. Alloy phase diagrams. — 1992. — Vol. 3. — P. 1–1471. GmbH & Co. KGaA. Weinheim, 2008.
 12. Gol'dshmidt H. D. Splavy vnedreniya. Vypusk II. — M.: «Mir», 1971.
 13. Dupin N., Ansara I., Servant C., Toffolon C., Lemaignan C., Brachet J. C. A thermodynamic database for zirconium alloys // Journal of Nuclear Materials. — 1999. — Vol. 275, No. 3. — P. 287–295.

THREE STAGES OF THE FUTURE PHYSICS RESEARCHERS TRAINING AT V. N. KARAZIN KhNU – SCPT LABORATORY

N. Kazachkova

*Department of Physics and Technology in Karazin
Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine,
Scientific Centre of Physical Technologies (SCPT)
Ministry of Education and Science in Ukraine
and National Academy of Science in Ukraine Kharkiv, Ukraine*

Received 23.12.2016

The work is dedicated to the good practice examples in the process of preparation of the future students for the departments of Physics. It has been supposed the three stages of the secondary school students' experimental skills development. To teach students how to make simple research the extracurricular courses have been organised at the V. N. Karazin KhNU — SCPT Laboratory which is situated at the Department of Physics and Technology at the premises of V. N. Karazin Kharkiv National University. During such training students gain special profound knowledge of physics and seriously improve their experimental skills by doing self-made experimental projects using recycled materials, simple household objects, ordinary toys by means of real tools.

Keywords: experiences, interactive methods of teaching, students, physics.

ТРИ ЕТАПА ПОДГОТОВКИ БУДУЩИХ ИССЛЕДОВАТЕЛЕЙ В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ В ЛАБОРАТОРИИ ХНУ ИМЕНИ В. Н. КАРАЗИНА — НФТЦ

Н. Казачкова

Работа посвящена удачному опыту в привлечении и подготовке школьников к поступлению на физические факультеты ВУЗов Украины. Выделяются три этапа развития и формирования экспериментальных умений школьников. Для дополнительного обучения детей сотрудники физико-технического факультета ХНУ имени В. Н. Каразина и НФТЦ создали специальную лабораторию интерактивных методов обучения. Во время занятий учащиеся школ Харькова и области получают дополнительную подготовку по физике, серьезно повышают свои экспериментальные навыки, знакомясь с научным исследовательским оборудованием. Школьники делают свои первые исследовательские проекты, используя предметы домашнего обихода, обыкновенные игрушки, а также отходы производства и ненужные части недорогого оборудования.

Ключевые слова: опыты, интерактивные методы обучения, ученики, физика.

ТРИ ЕТАПИ ПІДГОТОВКИ МАЙБУТНІХ ДОСЛІДНИКІВ У ГАЛУЗІ ФИЗИКИ В ЛАБОРАТОРІЇ ХНУ ІМЕНІ В. Н. КАРАЗИНА — НФТЦ

Н. Казачкова

Робота присвячена вдалого досвіду в залученні і підготовці школярів до вступу на фізичні факультети ВНЗ України. Виділяються три етапи розвитку та формування експериментальних умінь школярів. Для додаткового навчання дітей співробітники фізико-технічного факультету ХНУ імені В. Н. Каразіна та НФТЦ створили спеціальну лабораторію інтерактивних методів навчання. Під час занять учні шкіл Харкова і області отримують додаткову підготовку з фізики, серйозно підвищують свої експериментальні навички, знайомлячись з науковим дослідницьким обладнанням. Школярі роблять свої перші дослідні проекти, використовуючи предмети домашнього вжитку, звичайні іграшки, а також відходи виробництва і непотрібні частини недорогого обладнання.

Ключові слова: досліди, інтерактивні методи навчання, учні, фізика.

INTRODUCTION

The problem of secondary school students' experimental skills developing during preparation of future research specialists has

been mentioned in the works of some Ukrainian and European authors [1], [2], [3], [6]. It is well known that Physics is an experimental science so the goal of the physics teaching does not

refer only on remembering the main formulas, it means not only reciting and enumerating basic laws of physics but also stimulating interest in experimental work [4], [6]. However during last decade bringing up to use modern computer technologies, an application of up-to-date computer programmes, modeling of physical processes by means of computer from one hand and lack of financial support for Ukrainian education from the other hand courses to the displacement of real physics experiments from the lessons at the 80 % of Ukrainian schools. Moreover at ordinary secondary schools in Ukraine physics experiments during the lessons or beyond usually are carried out with preassembled equipment. Also in most schools the experiments are run using pre-assembled instructions [7]. Those activities are definitely valuable and justified. But students who are interested in physics, technology or engineering as their future carrier should also have the opportunity to carry out projects they have planned, thought up and elaborated themselves. For that reason in our Laboratory which offers special support for realising those projects has been created. Besides, the primary and secondary school students (from 7–16) are encouraged to take part in local and international annual Conferences, Competitions and Tournaments with their experimental projects for secondary school children, their parents and university students where they can «touch science» and find out about very serious topics in an entertaining way.

V. N. KARAZIN KhNU — SCPT LABORATORY

V. N. Karazin KhNU — SCPT Laboratory has been created since 2007 as an institute of additional physics education.

The V. N. Karazin KhNU — SCPT Laboratory works with 23 Kharkiv Secondary schools, where we regularly demonstrate Popular Physics Lectures, which have the common name Paradox Show connected with a content of Official School Physics Curricular. During those lectures V. N. Karazin KhNU — SCPT Laboratory's research workers are able to select and choose the pupils (9–12 years old) who have capabilities for experimental work and invite them to join regular trainings on Saturdays at the Laboratory. Those selected primary and secondary school students

have regular (once a week) short theoretical lectures (45 or 60 min), giving by university teachers accompanied by practical training (90 min) by the leadership of university teachers or students. In addition all our students have special English course (two hours a week), where they learn Physics and Maths in English. It is a very important point of their preparation as future scientists. It is considered there are three stages of experimental skills development.

The first stage is for all comers primary school pupils from 9–11. At our theoretical training we proposed them 13 interactive theme physics lectures which have been elaborated by the V. N. Karazin KhNU — SCPT Laboratory colleagues. All of them have been adopted to the primary school pupils to be understandable for children of that age range. Every Saturday at the premises of the Laboratory one of the lectures (dur. 45 min) is presented to our visitors. The topics are interesting for children: Physics in Toys, Wonderful Mechanic, Travelling in Sound Land, Physics in the Kitchen, Light and Colours, Paradoxes of Magnetic Field, Wonders of Electricity etc. At the beginning visitors became acquainted with simple physics principals and laws and then they are able to do simple experiments themselves. After 5 months training they choose the topic and prepare their own simple research projects. They usually report about their first «scientific results» at annual University Conference «Junior Scientific Start-Up» in May. At the first stage they usually do simple experiments which are demonstrated and explained to the audience at those Conferences. This new approach is a successful attempt to show that it is possible to change pupils' and secondary school students views about physics with a relatively short but explicit methods (see Fig. 1).



Fig. 1. Simple research projects Sound Waves at the first stage

The second stage is for students from 11 to 14 who are selected by methods mentioned above from Kharkiv schools and lyceums. They are also involved in regular extracurricular (once a week on Saturdays) short theoretical lectures (45 min) and more serious practical training (90 min). During such experimental training students are taught to operate with simple tools like handsaw, boring mill, perforator, vernier callipers, tester. They design and help to produce some exhibits for Physics Exhibition [7] or for the events which organised in their schools (Week of Physics, Science Picnic, Night of Science) under the leadership of the students from the Department of Physics and Technology at the University mentioned above as also as V. N. Karazin KhNU — SCPT Laboratory staff. Such kind of practical trainings gain them a lot and their experimental skills are seriously improved by doing self-made experimental projects using recycled materials, simple household objects or ordinary toys (see Fig. 2).



Every year the V. N. Karazin KhNU — SCPT Laboratory staff works with 3 groups of students. There are 6–8 students in each group. They are divided according to their age range or secondary school forms. We also take into consideration their theoretical knowledge in physics and mathematics. Before they start they have to pass specially prepared short tests in Physics and Math (for the students from 13–16). It helps us to divide them into the appropriated and convenient for teaching groups. There were 5 research projects in 2015–2016 years. The best ones are followed:

- Simple experiments with sounds (first stage research project) reported in English by Daria Slobodina (12), Danylo Datsenko (11) and Andrii Konyk(11);
- Heron’s Fountain (second stage research project) made of ordinary kitchen plastic containers a non-typical pattern designed and produces by Anton Rusynnyk (13);
- Creation of the experimental set-up and



Fig. 2. Working with real tools and the example of hands-on Heron Fountain from the plastic boxes as a second stage project

The third stage of research skills development. The prevailing lack of interest in physics matters among adolescents from 14 to 17 is obvious and common not only for Ukraine but also for all developed countries [8]. It most notably manifests itself in the steady decline in the number of students at Physics Departments in all Ukrainian universities. The V. N. Karazin KhNU — SCPT Laboratory uses of the machine laboratories and the electronics repair laboratories at the Department of Physics and Technology, subject-specific support by scientists, lease of equipment has got lots of advantages not only in Kharkiv, but also Kharkiv Region.

demonstration of a «soap film liquid motor» which has been done by the students aged 16 Maksym Peretyaha and Vitaliy Yurko. All those projects have been done at V. N. Karazin KhNU — SCPT Laboratory (see Fig. 3).

The third stage projects are usually much more serious and can be compared with real Diplomas at University. The example is «Liquid film motor» [9]. In recent years scientists have become interested in the physics of liquid films. Study those films is the part of the interesting physics section called «Physics of Surface». When the films are subjected to the action of various chemical, thermal, structural or electrical factors, they display interesting



Fig. 3. Experimental skills development at the third stage

dynamical phenomena. Investigation of soap films and bubbles is very impressive topic in a lot of student research projects. A soap film should be formed on a flat frame. Place the film in an electric field parallel to the film surface and pass an electric current through the film. The film starts rotating in its plane (it can be seen in figure 4 below). The phenomenon have been investigated and explained (see Fig. 4).



Fig. 4. Elaborated liquid film motor measurements

CONCLUSIONS

Three self-made devices have been designed and created during 2015–2016 years in the Laboratory. During the extracurricular theoretical and experimental trainings mentioned above students have the opportunity to obtain an insight into the real research methods of investigation, to conduct their own research projects and demonstrate some of their KCs (for example basic competences in science and technology and communication in the foreign language) at the different local and international conferences (Bronze medal at International Conference of Young Scientists, April 2015, Izmir, Turkey). Teaching methods proposed by the authors are not contrary to the existing Ukrainian teaching techniques, they can be considered as an effective supplementation to traditional methods and forms of physics teaching. For more than 10 years of the Centre

existence 98 % of students entered in Kharkiv and some other Ukrainian Universities and became a good students and succesful scientists as in Ukraine as so as some European countries. We are proud of our ex-students who now are working in Germany, Canada, the USA, The Netherlands and Poland.

REFERENCES

1. Peternev V. Simple experiments made in Vocational School // GIREP-EPEC Conference Proceedings 2007 (Selected Contributions), Opatija. — Croatia, 2008. — P. 209–214.
2. Sjoberg S. and Schreiner C., How Do Students Perceive Science and Technology. Science in School. — 2006. — No.1. — P. 66–68.
3. Trna J. Motivation and Hands-on Experiments. In Proceedings of the International Conference Hands-on Science in a Changing Education. HSci. Rethymno: University of Crete. — 2005. — P. 169–174.
4. Priemer B. Open Ended Experiments about Wind Energy. In E. v. d. Berg, D. v. d. Berg & T.Ellermeijer (Eds.). Group International de Recherche sur l Enseignement de la Physique (GIREP), Confernece «Modelling in Physics and Physics Education». — Amsterdam: Book of Abstracts. Ljubljana: GIREP, 2006. — 77 p.
5. Dvorak L. Labs outside labs miniprojects at a spring camp for future physics teachers // European Journal of Physics. — 2007. — No. 28. — P. 95–104.
6. Kazachkova N. Students Research Work Is One of the Innovative Methods of Physics Teaching / Kazachkova N., Yanson Y., Kryukov Y., Khodko A. // International Conference Physics Teacher Education Beyond 2000 and PTTIS, The Book of Abstract. — Barcelona-Spain, 2000. — 205 p.
7. Kazachkova N. Creation The First in Ukraine Touch-Exhibition Of Physics Paradoxes As An Innovative Way Of Physics Popularization // GIREP-EPEC Conference Frontiers of Physics Education, Opatija. — Croatia: Book of Abstract. — 2007. — P. 150–151.
8. Internet: <http://www.esfz.physik.uniuerlangen.de>.
9. Internet : <http://www.iypt.org>.

ПРАВИЛА ОФОРМЛЕННЯ РУКОПИСІВ

У поданій роботі чітко і послідовно викладаються оригінальні, отримані автором (авторами) результати, що раніше не публікувалися. Рукопис не має перебувати на розгляді до публікації в іншому видавництві.

1. Роздрукований рукопис, з підписами всіх авторів, надається в 1 прим. однію із мов: українською, російською або англійською. Електронний варіант рукопису подається на магнітному або оптичному носії, або (що зручніше) надсилається по E-mail.
2. До рукопису додаються такі документи: направлення від установи, де виконана робота; заява на ім'я головного редактора з відомостями про авторів; експертний висновок про можливість опублікування роботи у відкритій пресі (для громадян України); зовнішня рецензія, підписана доктором наук.
3. Послідовність розміщення матеріалу до рукопису: індекс за універсальною десятковою класифікацією (УДК), назва статті, ініціали та прізвище автора(ів), повна поштова адреса установи, у яких виконана робота, анотація, ключові слова, текст, перелік посилань, набір ілюстрацій, підписи до рисунків та таблиць.
4. Назва статті, ініціали та прізвище автора (авторів), анотація та ключові слова подаються українською (для громадян України), російською (для громадян СНД) та англійською (для всіх авторів) мовами. Обсяг анотації не перевищує 100 слів.
5. Текст рукопису бажано структурувати розділами: Вступ, де коротко формуються передісторія проблеми та мета даного дослідження. Основна частина публікації, містить постановку задачі, експериментальний і/або теоретичний опис досліджень. Висновок, у якому викладено результати досліджень, висновки, перспективи розвитку досліджень і можливі застосування.
6. Повний обсяг оглядової статті не повинен перевищувати 60-ти сторінок, оригінальної статті — 20 сторінок, короткого повідомлення — 5-ти сторінок.
7. Всі фізичні величини подаються в одиницях системи СІ.
8. Вимоги до оформлення рукопису. Параметри сторінки: формат сторінки — А4 (210 × 297 мм). Поля: праворуч — 10 мм, інші — 20 мм. Шрифт Times New Roman, міжрядковий інтервал — полуторний. Назва статті, — прописними, кегль 14 pt. Автори, текст рукопису, формули, — 12 pt, анотація, перелік посилань, — 11 pt, підписи до рисунків і таблиць — 10.
9. Електронна версія рукопису подається у форматі Microsoft Word (версії не вище MS Word 2003). Для запису формул слід використовувати вбудований редактор Microsoft

Equation 3.0 з параметрами: основний математичний символ — 12 pt, індекс, над- і під-індекси — 6 pt. Формат змінних у тексті та формулах мають бути ідентичними (бажано курсивом, грецькі символи — прямі).

10. Електронний варіант ілюстрацій подається в окремих файлах в одному із наступних форматів: tif, cdr (CorelDraw 11) чорно-білі або з градацією сірого, пронумеровані та поійменовані прізвищем першого автора.
11. Ілюстрації до рукопису (рисунки, фото, таблиці), що якоїсь причини не можуть бути надані в електронному вигляді, мають бути акуратно виконані на білому папері або подані у вигляді якісних фотографій. Їхні розміри не повинні перевищувати формат А4. На зворотному боці кожної ілюстрації вказується її порядковий номер, підпис до рисунку і прізвище першого автора.
12. Перелік посилань подається мовою оригіналу, складається в порядку посилання в тексті й відповідно до вимог ВАК України для бібліографічного опису (див. додаток).
13. Автори повідомляють про себе такі відомості: прізвище, ім'я, по-батькові, службову та домашню адреси, телефон, факс, E-mail, вказують, з ким із авторів бажано вести спілкування.

Рукописи направляються за адресою: Науковий фізико-технологічний центр МОН та НАН України, майдан Свободи, 6, м. Харків, 61022, а/с 4499, Україна.
E-mail: journal_pse@ukr.net

Додаток

1. Зыков А. В., Качанов Ю. А., Фареник В. И. Генерация потока ионов из пучкового фокуса // Письма в ЖТФ. — 1986. — Т. 12, вып. 10. — С. 593–596.
2. Zykov A. V., Dudin S. V., Farenik V. I. Low Energy Intense Ion Beams Space Charge Neutralization // Review of Scientific Instruments. — 1994. — Vol. 65, No. 4. — P. 1451–1453.
3. Егоренков В. Д., Лисовский В. А., Красников О. Б., Фареник В. И. Влияние растущих полимерных пленок на ВАХ ВЧЕ-разряда в технологических газах // Материалы IV международной конференции по физике и технологии тонких пленок. — Иванов-Франковск. — 1993. — 154 с.
4. Вербицкий В. Г. Ионные нанотехнологии в электронике. — К.: «МП Леся», 2002. — 376 с.

ПРАВИЛА ОФОРМЛЕНИЯ РУКОПИСЕЙ

В предоставляемой работе четко и последовательно излагаются оригинальные, неопубликованные ранее результаты, полученные автором (авторами). Рукопись не должна находиться на рассмотрении к публикации в другом издательстве.

1. Распечатанная рукопись, с подписями всех авторов, представляется в 1 экз. на одном из следующих языков: украинском, русском или английском. Электронный вариант рукописи предоставляется на магнитном или оптическом носителе, либо (что предпочтительнее) направляется по E-mail.
2. К рукописи прилагаются следующие документы: направление от учреждения, где выполнена работа, заявление на имя главного редактора со сведениями об авторах, экспертное заключение о возможности опубликования работы в открытой печати (для граждан Украины), внешняя рецензия, подписанная доктором наук.
3. Последовательность размещения материала статьи: индекс по универсальной десятичной классификации (УДК), название статьи, инициалы и фамилия автора(ов), полные почтовые адреса учреждений, в которых выполнена работа, аннотация, ключевые слова, текст, список цитируемой литературы, набор иллюстраций, подписи к рисункам и таблицам.
4. Название статьи, инициалы и фамилия автора(ов), аннотации и ключевые слова подаются на трех языках: украинском (для граждан Украины), русском (для граждан СНГ) и английском (для всех авторов) языках. Объем аннотации не превышает 100 слов.
5. Текст рукописи желательно структурировать разделами: Введение, кратко формулирующее предисторию проблемы и цель данного исследования. Основная часть публикации, содержащая постановку задачи, экспериментальное и/или теоретическое описание исследований. Заключение, в котором приводятся результаты исследований, выводы, перспективы развития исследований и их возможные применения.
6. Полный объем обзорной статьи не должен превышать 60 страниц, оригинальной статьи — 20 страниц, краткого сообщения — 5 страниц.
7. Все физические величины следует представлять в единицах системы СИ.
8. Требования к оформлению рукописи. Параметры страницы рукописи: формат страницы: А4 (210 × 297 мм). Поля: справа — 10 мм, остальные — 20 мм. Шрифт Times New Roman, междустрочный интервал — полуторный. Название статьи — прописными, кегль — 14 pt. Авторы, текст рукописи, формулы — 12 pt, аннотация список литературы — 11 pt, подписи к рисункам и таблицам — 10 pt.
9. Электронная версия рукописи представляется в формате Microsoft Word (версия не выше MS Word 2003). Для записи формул следует использовать встроенный редактор Microsoft Equation 3.0 с параметрами: основной математический символ — 12 pt, индекс, над- и подиндексы — 6 pt. Формат переменных в тексте и формулах должен быть идентичным (желательно курсивом, греческие символы — прямые).
10. Электронный вариант иллюстраций предоставляется в отдельных файлах в одном из следующих форматов: tif, cdr (CorelDraw 11) черно-белые с градацией серого, поименованные фамилией первого автора.
11. Иллюстрации к рукописи (рисунки, фото, таблицы), по какой-либо причине не предоставляемые в электронном виде, должны быть аккуратно выполнены на белой бумаге или представлены в виде качественных фотографий. Их размеры не должны превышать формат А4. На оборотной стороне каждой иллюстрации указывается ее порядковый номер, подрисовочная надпись и фамилия первого автора.
12. Перечень ссылок подается языком оригинала, составляется в порядке упоминания в тексте и в соответствии с требованиями ВАК Украины на библиографическое описание (см. приложение).
13. Авторы сообщают о себе следующие сведения: фамилию, имя, отчество, служебный и домашний адреса, телефон, факс, E-mail, указывают с кем из авторов предпочтительно вести переписку.
Рукописи направляются по адресу:
Научный физико-технологический центр МОН и НАН Украины, пл. Свободы, 6, г. Харьков, 61022, п/я 4499, Украина.
E-mail: journal_pse@ukr.net

Приложение

1. Зыков А. В., Качанов Ю. А., Фареник В. И. Генерация потока ионов из пучкового фокуса // Письма в ЖТФ. — 1986. — Т. 12, вып. 10. — С. 593–596.
2. Zykov A. V., Dudin S. V., Farenik V. I. Low Energy Intense Ion Beams Space Charge Neutralization // Review of Scientific Instruments. — 1994. — Vol. 65, No. 4. — P. 1451–1453.
3. Егоренков В. Д., Лисовский В. А., Красников О. Б., Фареник В. И. Влияние растущих полимерных пленок на ВАХ ВЧЕ-разряда в технологических газах // Материалы IV международной конференции по физике и технологии тонких пленок. — Ивано-Франковск. — 1993. — 154 с.
4. Вербицкий В. Г. Ионные нанотехнологии в электронике. — К.: «МП Леся», 2002. — 376 с.

INFORMATION FOR AUTHORS

The paper should clearly represent original, unpublished earlier results obtained by the author (authors). The manuscript must not be considered elsewhere for publication.

Only for the citizens of Ukraine the article should have a direction from the institution, where the work was made, and sanction to its open publication.

The journal publishes reviews, original articles and brief reports. The length of the review article should not in general exceed 60000 words, original article — 15000 words and brief report — 5000 words.

The paper is signed by all the authors. The authors inform about: surname, name, patronymic, office and home addresses, tel./fax, E-mail and indicate the corresponding author.

The manuscript is represented in two hard copies in one of three languages: Ukrainian, Russian or English. It is desirable to prepare the manuscript in English and its electronic version on diskette or to send it by E-mail.

The paper copies should be prepared with sequential line spacing and wide margins, on numbered sheets. The format of page is A4 (210 × 297 mm). The font is Times New Roman. Structure of the paper. Classification codes (UDS or PACS). Article title. Authors. Affiliations. Abstract. Main text. Acknowledgements. Appendices. References. Figures. Figure captions. Tables.

Abstract. Abstract is represented in two languages: English and the paper language. Abstract is submitted in Ukrainian for the citizens of Ukraine. The length of Abstract does not exceed 100 words.

Main text. It is desirable to divide the Main text in the following sections: 1) Introduction. 2) Main part (Theoretical methods. Experimental details. Results. Discussion. 3) Conclusion.

References. References should be numbered consecutively (in square brackets) through out the text and listed by number in the reference list. Listed references should be complete in all details including article titles. Please refer to the first issue of the journal or see: <http://www.univer.kharkov.ua>, Appendix for examples.

Illustration. Illustrations are submitted in two copies. Illustrations should be prepared on white paper or can be photographs. The line drawing should be prepared in black Indian ink. The photographs should be originals with somewhat more contrast than is required in the printer version. The size of illustrations should not exceed the A4 format.

Electronic version. The electronic version of the article is represented in the format of Microsoft Word. It is desirable to use the editor

of Microsoft Equation 3.0 for printing mathematical equations and formulae. The electronic form of the illustrations is represented in graphics files: tif, cdr — 1 bit, for the microphotographs — 8 bit with a grey gradation named by the surname of the author on a diskette or via e-mail. The size of one e-mail file should not exceed 1 MB. The electronic form of illustration (in graphic files) should be kept separately from the text files. The graphic files must be prepared with resolution 300 dpi and above.

Please write to the Publisher for details.

The paper should be sent to the Publisher, Editorial office, Scientific Center of Physics and Technology, MES and NAS Ukraine, 6 Svobody sq, Kharkiv, 61022, Ukraine. E-mail: journal_pse@ukr.net

Appendix

1. Zykov A. V., Dudin S. V., Farenik V. I. Low Energy Intense Ion Beams Space Charge Neutralization // Review of Scientific Instruments. — 1994. — Vol. 65, No. 4. — P. 1451–1453.
2. Baglin V., Bojko J., Grobner O., Henrist B., Hilleret N., Scheuerlein C., Taborelli M. The secondary electron yield of technical materials and its variation with surface treatment // 7th European Particle Accelerator Conference. — Vienna (Austria). — 2000. — 217 p.
3. Raizer Y. P., Shneider M. N., Yatsenko N. A. Radio-Frequency Capacitive Discharges. — CRC Press: Boca Raton, 1995. — 300 p.

Тематичні напрямки:

- фізика поверхні — модифікації, покриття, плівки, приповерхні і перехідні шари різних видів, як результат впливу плазми, корпускулярно-фотонних потоків і випромінювання;
- взаємодія різноманітних видів випромінювання з поверхнями металів, напівпровідників, діелектриків;
- фізика і техніка низькотемпературної плазми;
- фізика і техніка лазерів;
- фізичні властивості плівок і покриттів;
- нанофізика, мікро- і нанотехнології, мікро- і наноелектроніка;
- фізичні та технічні аспекти сучасних технологій обробки поверхні, діагностики і контролю технологічних процесів.

Тематические направления:

- физика поверхности — модификации, покрытия, пленки, приповерхностные и переходные слои различных видов, как результат воздействия плазмы, корпускулярно-фотонных потоков и излучения;
- взаимодействие разнообразных видов излучения с поверхностями металлов, полупроводников, диэлектриков;
- физика и техника низкотемпературной плазмы;
- физика и техника лазеров;
- физические свойства пленок и покрытий;
- нанофизика, микро- и нанотехнологии, микро- и наноэлектроника;
- физические и технические аспекты современных технологий обработки поверхности, диагностики и контроля технологических процессов.

Topic directions:

- surface physics — modification, coating, film, near-surface and transient layers of different kinds, as outcome of influencing of plasma, corpuscular-photon flows and radiation;
- interaction of miscellaneous kinds of radiation with surfaces of metals, semiconductors, dielectrics;
- physics and engineering of low-temperature plasma;
- physics and engineering of lasers;
- physical characteristics of films and coatings;
- nanophysics, micro and nanoelectronics, micro and nanotechnologies;
- physical and engineering aspects of modern technologies of surfacing, diagnostic and control of technological processes.

Наукове видання

Журнал фізики та інженерії поверхні
Том 1, № 4, 2016

Українською, російською та англійською мовами

Комп'ютерне верстання Пхалагова Н. А., Дудіна Н. Г.
Макет обкладинки Дончик І. М.

Підписано до друку 28.12.2016 р. Формат 60 × 84/8. Папір офсетний. Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. 7,8. Обл-вид. арк. 8,1. Наклад 100 пр. Зам. №

61022, м. Харків, майдан Свободи, 6.
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна,
Науковий фізико-технологічний центр МОН і НАН України

Надруковано: ХНУ імені В. Н. Каразіна,
61022, Харків, майдан Свободи, 4.
Видавництво
Тел. 705-24-32
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13. 01. 09

