

проектировании технологических генераторов пучков нейтральных частиц с нейтрализацией первичного ионного пучка на газовой мишени для физической и физико-химической обработки диэлектрических оптических материалов и метаматериалов [9].

Работа выполнена при финансовой поддержке грантом Министерства образования и науки Российской Федерации (Научный проект “Оптические транзисторы на основе метаматериалов”. Соглашение о предоставлении субсидии с Министерством образования и науки Российской Федерации от 29.09.2016 г. № 14.577.21.0219, Уникальный идентификатор ПНИЭР RFMEFI57716X0219).

Литература

1. Кузьмичёв А.И., Бабинов Н.А., Лисенков А.А. Плазменные эмиттеры источников заряженных и нейтральных частиц. – К.: Аверс, 2016.
2. Economou D.J. Modeling and simulation of fast neutral beam sources for materials processing // Plasma Process. Polym. – 2009. – V. 6. – P. 308-319.
3. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. – М.: Наука, 1971.
4. Болдасов В.С., Кузьмичёв А.И., Шабаров А.Ю. Характеристики газонаполненного диода с плазменным эмиттером ионов // ТВТ. – 1991. – Т. 29. – № 3. – С. 424-428.
5. Болдасов В.С., Денбновецкий С.В., Кузьмичёв А.И. Физико-топологическая модель высоковольтного диода при низком давлении аргона // Автоматизация проектирования в электронике: Респ. межвед. научно-техн. сб. – Киев. – 1985. – Вып. 41. – С. 123-138.
6. Magnuson L. *et al.* Electron ejection from metals due to 1–10 keV noble gas ion bombardment. I. Polycrystalline materials // Phys. Rev. – 1963. – V. 129. – № 6. – P. 2403–2408.
7. Abril I. *et al.* The contribution of fast neutrals to cathode erosion in glow discharges // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1984. – V. 17. – № 9. – P. 1841–1849.
8. Phelps A.V., Petrovic Z.Lj. Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons // Plasma Sources Sci. Technol. – 1999. – V. 8. – P. R21–R44.
9. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. Отрицательное преломление волн. Введение в физику и технологию электромагнитных метаматериалов. – К.-М.: Аверс, 2012.

Технология пучков быстрых нейтральных частиц: методы диагностики атомарных пучков

В.П. Кудря, Ю.П. Маишев

Москва, Физико-технологический институт РАН, Нахимовский пр., 36, корп. 1

E-mail: kvp@ftian.ru

Рассмотрены основные методы диагностики однокомпонентных атомарных пучков быстрых нейтральных частиц (БНЧ). Особое внимание уделено немонотонноэнергетическим пучкам. Приведены справочные данные, необходимые для обработки результатов измерений.

Fast neutral beams technology: atom beams diagnostics. V.P. Kudrya, Yu.P. Maishev. The main methods of atom fast beam diagnostics are considered. Special attention is paid to non-monoenergetic beams. The reference data necessary for experimental data treatment are given.

Развитие перспективной технологии пучков быстрых нейтральных частиц (как инертных, так и химически активных) требует проведения научно-исследовательских и конструкторских работ в областях создания источников, разработки соответствующих технологических процессов и, наконец, диагностики нейтральных пучков. Такие исследования

проводятся, в частности, в лаборатории ионно-лучевых технологий Физико-технологического института РАН [1-7]. В настоящей работе изложены основные результаты, касающиеся исследования принципов диагностики пучков быстрых нейтральных частиц (БНЧ) и анализа возможностей существующих прямых и косвенных методов диагностики.

В общем случае, диагностика пучка БНЧ сводится к качественному и количественному определению его состава, измерению распределения каждой компоненты по энергии, а также измерению плотности полного потока частиц. Этого набора параметров вполне достаточно для вычисления всех остальных характеристик пучка.

Использование селективных химических реакций и спектроскопии высокого разрешения для измерения доплеровских сдвигов для диагностики пучков БНЧ подробно рассмотрено в обзоре [7]. Эти методы хотя и являются прямыми, но не универсальны и, следовательно, могут применяться для решения лишь узкого круга задач диагностики.

Метод ионизации пучка БНЧ перпендикулярно направленным пучком электронов определенной энергии с последующим анализом продуктов ионизации является косвенным, но после некоторой обработки результатов измерений позволяет получить максимально полную информацию о составе пучка и энергетических распределениях компонент. Ионизационный метод имеет две фундаментальные особенности, которые далеко не всегда учитываются при обработке результатов измерений. Во-первых, даже в случае однокомпонентного атомарного пучка БНЧ измеренная функция распределения по энергии (ФРЭ) продуктов ионизации не совпадает с ФРЭ исходного нейтрального атомарного компонента. Во-вторых, при наличии молекулярных компонент в исходном нейтральном пучке, химический состав продуктов ионизации и их ФРЭ могут существенно отличаться от исходного пучка вследствие процессов диссоциативной ионизации.

Для измерения плотности полного потока частиц используются косвенные методы, основанные на уменьшении массы тонкопленочного покрытия зонда вследствие его распыления пучком БНЧ, на повышении температуры рабочей пластины зонда вследствие передачи ей части энергии частиц пучка, а также на эмиссии вторичных электронов с поверхности зонда при ее бомбардировке быстрыми нейтральными частицами. Для извлечения полезной информации из измеренной величины убыли массы, повышения температуры или тока вторичных электронов требуется провести некоторую обработку результатов измерений.

Рассмотрим для определенности однокомпонентный пучок быстрых атомов (например, аргона), который, в общем случае, характеризуется некоторой функцией распределения атомов (нейтралов) по энергиям (ФРНЭ) $f(E)$ и плотностью потока атомов F . Следует иметь в виду, что соответствующие величины измеряются на некотором расстоянии z от источника пучка БНЧ и в некоторой точке (x, y) поперечного сечения этого пучка. Знание пространственного распределения указанных величин позволяет определить, например, угловую расходимость пучка (а также его отдельных компонент) [7].

Метод ионизации электронным пучком. Для определения ФРНЭ достаточно использовать ионизатор с поперечным электронным пучком и регулируемой энергией электронов, а также анализатор энергий, на который поступают продукты ионизации - ионы аргона. Так как темп ионизации атомов зависит от скорости их пролета через зону ионизации, то измеренная функция распределения ионов по энергиям (ФРИЭ) $f^{изм}(E)$ будет отличаться от исходной ФРНЭ $f(E)$. Легко показать, что эти функции связаны соотношением $f(E) \sim f^{изм}(E)E^{1/2}$ [7]. Этим эффектом можно пренебречь в том случае, если ФРНЭ является узкой, но для достаточно широких распределений ФРИЭ будет сдвинута в сторону меньших энергий. Кроме того, если при малых энергиях поведение ФРНЭ описывается зависимостью $f(E) \sim E^a$, где $a < 0.5$, то измеренная ФРИЭ в этой области будет принимать аномально большие значения.

В качестве примера рассмотрим типичный спектр энергий нейтрального пучка быстрых атомов аргона, который можно ожидать от источника пучков БНЧ, построенного на базе источника ионов типа "Радикал" [4]. Максимальная энергия E_{max} атомов аргона в пучке соответствует анодному напряжению. Для аппроксимации ФРНЭ при $E_{max} = 2$ кэВ можно использовать функцию $f(E) = AE^a(E_{max} - E)\exp[-(E - B)^2/C^2]$, где $B = 0.42$, $C = 0.48$. На рис. 1 показаны примеры измеренной $f^{изм}(E)$ и восстановленной $f(E)$ функций распределения по энергиям для случаев $a = 1$ (рис. 1а) и $a = 0.4$ (рис. 1б). Отметим, что все функции распределения нормированы так, чтобы интегрирование по энергии давало единицу.

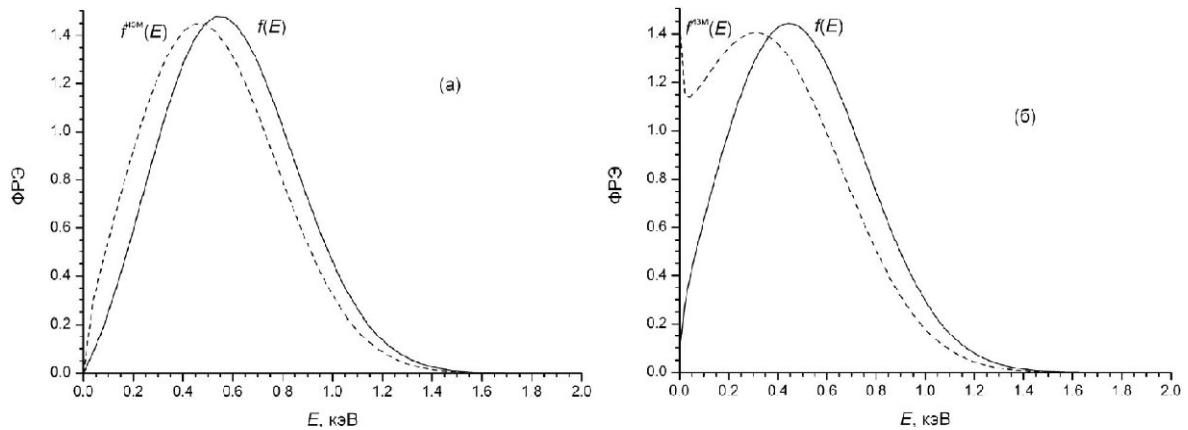


Рис. 1. Измеренная $f^{SEM}(E)$ и восстановленная $f(E)$ ФРЭ для случаев $a = 1$ (а) и $a = 0.4$ (б).

Использование ионизатора и анализатора энергий для определения абсолютной величины потока быстрых атомов вряд ли возможно, так как требует расчета эффективности ионизации в условиях пересекающихся пучков. Более целесообразно использовать датчики небольших размеров, основанные на принципах эмиссии электронов из приемной пластины, ее нагревании или распылении под действием пучка быстрых атомов [7].

Вторично-эмиссионный метод. Впервые датчик, использующий вторичную эмиссию электронов, возникающую при бомбардировке поверхности приемной пластины быстрыми атомами, был описан в работе [8]. Как правило, вторично-эмиссионный датчик включает в себя приемную пластину в виде металлического диска, цилиндрический коллектор вторичных электронов и экранирующий корпус. Коллектор смещается положительным потенциалом относительно приемной пластины, и в этой цепи измеряется ток. Отметим, что датчик такого типа должен быть защищен от попадания на рабочую пластину заряженных частиц.

Будем предполагать, что конструкция датчика обеспечивает сбор и регистрацию всех вторичных ионов I . Тогда плотность потока БНЧ можно определить по формуле

$$F = \frac{I}{eS\bar{\gamma}}, \quad \bar{\gamma} = \int_0^{\infty} dE f(E) \gamma(E),$$

где e - заряд электрона; S - площадь приемной пластины, на которую падает пучок БНЧ; $\gamma(E)$ - зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии быстрой частицы, $\bar{\gamma}$ - эффективный коэффициент вторичной эмиссии. Таким образом, для использования этой формулы с целью пересчета измеренного тока в величину плотности потока, необходимо знать зависимость коэффициента γ от энергии падающих частиц. Кроме того, имеется сильная зависимость γ от состояния поверхности, поэтому перед измерениями должна происходить процедура ионно-лучевой очистки приемной пластины датчика.

К сожалению, информация об энергетических зависимостях $\gamma(E)$ крайне скудна, поэтому ограничимся экспериментальными данными, полученными для случая бомбардировки поверхности молибдена атомами аргона [9-11]. На рис. 2 представлены экспериментальные результаты. Прямая линия соответствует линейной аппроксимации, которая описывается формулой $\gamma(E) = 0.0000451E - 0.0307$ и соответствует пороговой энергии $E_{th} = 680$ эВ.

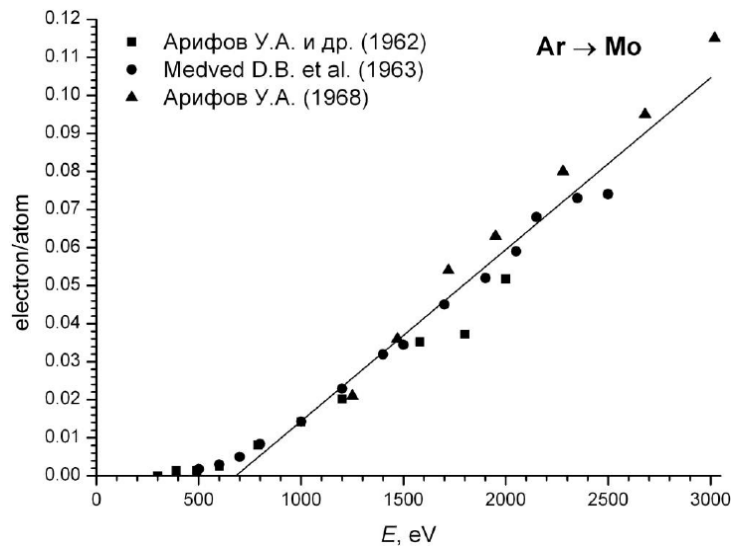


Рис. 2. Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии Mo от энергии падающих атомов Ar.

Калориметрический метод. Впервые датчик, использующий нагрев приемной пластины, возникающий при ее бомбардировке быстрыми атомами, был описан в работе [13]. В настоящее время имеется большое разнообразие конструкций калориметрических датчиков, которые отличаются типом измерительного элемента, их расположением, системой охлаждения и режимом работы (стационарные и динамические). Отметим, что датчики такого типа одинаково работают с пучками как нейтральных, так и заряженных быстрых частиц.

Будем считать, что система измерения температуры и обработки полученных данных обеспечивает вычисление потока тепловой энергии W , поступающего на приемную пластину при ее бомбардировке быстрыми атомами. Тогда плотность потока БНЧ можно определить по формуле

$$F = \frac{W}{SE\kappa}, \quad \overline{E\kappa} = \int_0^{\infty} dE f(E) E \kappa(E),$$

где $\kappa(E)$ - зависимость коэффициента передачи энергии от быстрой частицы в приемную пластину от энергии быстрой частицы; $\overline{E\kappa}$ - эффективная энергия, передаваемая одной частицей. Таким образом, для использования этой формулы с целью пересчета измеренного потока тепла в величину плотности потока быстрых частиц, необходимо знать зависимость коэффициента κ от энергии падающих частиц.

В настоящее время доступны энергетические зависимости $\kappa(E)$, полученные как экспериментальным путем, так и в результате численного моделирования взаимодействия пучка быстрых частиц с твердым телом методами молекулярной динамики. К сожалению, экспериментальные результаты имеют не слишком высокую точность, а результаты численного моделирования заметно зависят от выбора потенциалов взаимодействия и параметров процесса моделирования. Кроме того, экспериментальные результаты и результаты численного моделирования, как правило, заметно отличаются друг от друга. Тем не менее, оба метода показывают, что эффективность передачи энергии значительно падает с уменьшением массы падающих частиц, причем особенно это характерно для области низких энергий.

На рис. 3 представлены экспериментальные результаты по измерению эффективности передачи энергии медной пластине от потока падающих атомов инертных газов [14]. Видно, что даже при больших энергиях эффективность в случае атомов гелия составляет около 80%, а в случае атомов аргона - около 95%. При энергиях ниже 100 эВ эффективность κ значительно падает.

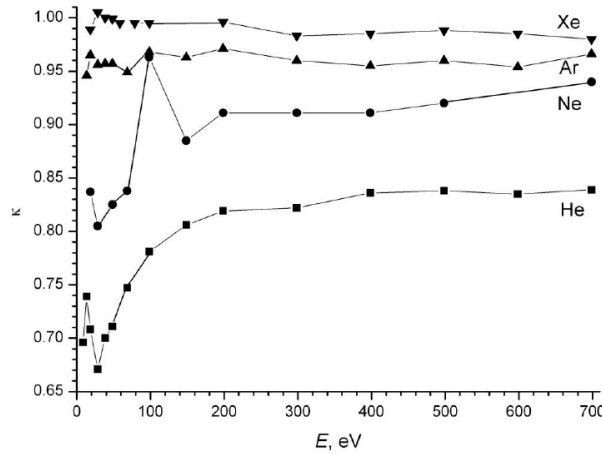


Рис. 3. Зависимость эффективности передачи энергии медной пластине от энергии падающих атомов.

Пьезорезонаторный метод. Впервые датчик, основанный на изменении резонансной частоты кварцевой пластины при распылении расположенной на ее грани пленки-мишени падающим пучком быстрых атомов, был описан в работе [15]. Датчик такого типа может, в принципе, работать и с пучками заряженных частиц, если предусмотреть заземление пленки-мишени.

Будем считать, что зависимость изменения резонансной частоты кварцевой пластины от изменения массы нанесенной на ее грань пленки-мишени линейна: $\Delta f_{\text{res}} = k\Delta m$. Тогда плотность потока БНЧ можно определить по формуле

$$F = \frac{1}{kmS\bar{Y}} \frac{df_{\text{res}}}{dt}, \quad \bar{Y} = \int_{E^{\text{th}}}^{\infty} dEf(E)Y(E),$$

где m - масса распыляемой одним падающим атомом частицы материала пленки-мишени; $Y(E)$ - зависимость коэффициента распыления от энергии; \bar{Y} - эффективный коэффициент распыления. Таким образом, для использования этой формулы необходимо знать зависимость коэффициента Y от энергии падающих частиц. Такие зависимости для различных комбинаций материала и бомбардирующих его частиц к настоящему времени получены как экспериментальными методами, так и путем численного моделирования методом молекулярной динамики.

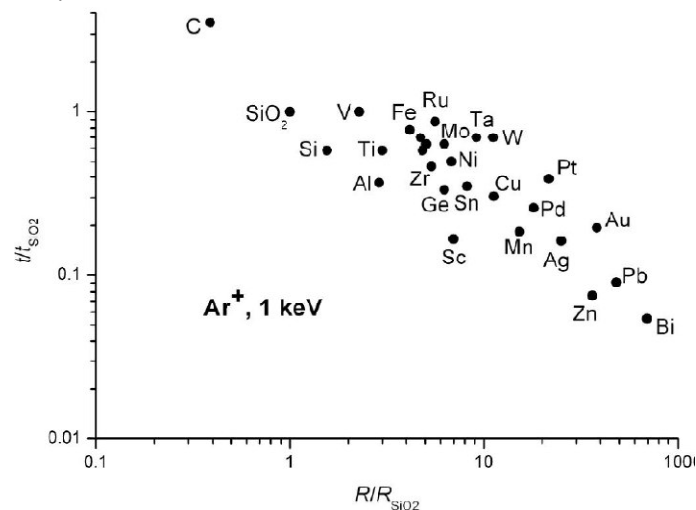


Рис. 4. Диаграмма простых материалов в координатах чувствительности R и времени жизни t .

Рассмотрим принцип оптимального выбора материала для пленки-мишени, который сводится к компромиссу между чувствительностью датчика и времени жизни пленки-мишени. Чувствительность датчика R определяется произведением mY , тогда как время жизни t пленки-

мишени определяется выражением $\rho/(mY)$, где ρ - плотность материала пленки. На рис. 4 в относительных координатах $t/t_{\text{SiO}_2}-R/R_{\text{SiO}_2}$ расположены все простые материалы (кроме токсичных, радиоактивных, легкоплавких, щелочных и щелочно-земельных) для случая их бомбардировки атомами (ионами) аргона с энергией 1 кэВ. Видно, что чувствительные покрытия обладают меньшим временем жизни, а такие доступные материалы как тантал и вольфрам сочетают в себе высокую чувствительность и приемлемое время жизни. Следует отметить ориентировочный характер приведенной диаграммы, поскольку коэффициент распыления материала может зависеть от его состояния (пленка или объемный материал), а также способа получения (особенно в случае тонких пленок).

Таким образом, результаты данной работы позволяют не только выполнить измерения и правильно провести обработку результатов измерений параметров однокомпонентного немонотонного пучка быстрых нейтральных частиц, но и выбрать наиболее подходящий в конкретных условиях метод измерения, а также материал для изготовления измерительного элемента датчика.

Литература

1. Маишев Ю.П., Шевчук С.Л., Матвеев Т.Н. "Физические принципы формирования пучков быстрых атомов резонансной перезарядкой пучков ионов". В сб.: Труды ФТИАН, т. 19 "Квантовые компьютеры, микро- и наноэлектроника (физика, технология, диагностика и моделирование)", М.: Наука, 2008, 247 с. (с. 69-77).
2. Дегтярёв А.В., Кудря В.П., Маишев Ю.П. "Математическое моделирование наклонного канала нейтрализации плазменного источника нейтральных пучков". Микроэлектроника, 2009, т. 38, № 3, с. 188-197.
3. Кудря В.П., Маишев Ю.П. "Перспективы использования источников пучков быстрых нейтральных частиц в технологии микро- и наноэлектроники". В сб.: Труды ФТИАН, т. 22 "Квантовые компьютеры, микро- и наноэлектроника (физика, технология, диагностика и моделирование)", М.: Наука, 2012, 151 с. (с. 105-124).
4. Маишев Ю.П., Шевчук С.Л., Кудря В.П. "Разработка, исследование и применение в технологии микроэлектроники источников пучков быстрых нейтральных частиц". В сб.: Труды ФТИАН, т. 24 "Квантовые компьютеры, микро- и наноэлектроника (физика, технология, диагностика и моделирование)", М.: Наука, 2014, 264 с. (с. 137-154).
5. Маишев Ю.П., Шевчук С.Л., Кудря В.П. "Исследование селективности травления различных материалов пучками быстрых нейтральных частиц". Микроэлектроника, 2014, т. 43, № 6, с. 415-418.
6. Маишев Ю.П., Шевчук С.Л., Терентьев Ю.П. "Установка для травления и осаждения тонкопленочных структур с помощью пучков быстрых нейтральных частиц". Микроэлектроника, 2015, т. 44, № 5, с. 346-354.
7. Кудря В.П., Маишев Ю.П. "Физические принципы диагностики пучков быстрых нейтральных частиц. I. Определение состава пучка и энергетических характеристик его компонент". В сб.: Труды ФТИАН, т. 26 "Квантовые компьютеры, микро- и наноэлектроника (физика, технология, диагностика и моделирование)". М.: Наука, 2017, 135 с. (с. 103-116)
8. Oliphant M.L.E. "The Action of Metastable Atoms of Helium on a Metal Surface". Proceedings of the Royal Society of London A, 1929, Vol. 124, No. 793, pp. 228-242.
9. Арифов У.А., Рахимов Р.Р., Джуракулов Х. "Вторичная эмиссия при бомбардировке молибдена нейтральными атомами и ионами аргона". Доклады АН СССР, 1962, т. 143, с. 309.
10. Medved D.B., Mahadevan P., Layton J.K. "Potential and Kinetic Electron Ejection from Molybdenum by Argon Ions and Neutral Atoms". Physical Review, 1963, Vol. 129, No. 5, pp. 2086-2087.
11. Арифов У.А. "Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела". М.: Наука, 1968, 371 с.
12. Amdur I., Pearlman H. "A New Type Vacuum Thermoelement". Review of Scientific Instruments, 1939, Vol. 10, No. 6, pp. 174-175.

13. Bay H.L., Winters H.F., Coufal H., Eckstein W. "Energy Transfer to a Copper Surface by Low Energy Noble Gas Ion Bombardment". Applied Physics A, 1992, Vol. 55, No. 3, pp. 274-278.
14. McKeown D., Cabezas A. "Neutral Beam Detection". Review of Scientific Instruments, 1963, Vol. 34, No. 11, p. 1261.

Формирование ультратонких медных пленок с помощью сильноточного импульсного магнетронного распыления

***В.О. Оскирко, В.А. Семенов, А.П. Павлов, С.В. Работкин
Томск, ИСЭ СО РАН, пр. Академический 2/3;
ООО «Прикладная Электроника», пр. Академический 15-80
E-mail: oskirkovo@gmail.com***

Сильноточное импульсное магнетронное распыление является разновидностью ионизированного физического осаждения покрытий из паровой фазы. В рамках настоящей работы исследовано влияние параметров HIPIMS разряда на структуру, итоговые оптические и электрофизические характеристики ультратонких пленок меди (толщиной до 25 нм). Получены зависимости разрядного тока и ионного тока, протекающего на подложку от частоты следования импульсов высокой мощности. Найдены оптимальные условия формирования ультратонких медных пленок, исходя из их удельной проводимости и коэффициента отражения в ИК диапазоне спектра. Пленки, полученные при частоте следования импульсов 3 кГц, длительности 20 мкс и средней мощности разряда 500 Вт в HIPIMS режиме становятся непрерывными уже при толщине 5-6 нм.

Deposition of ultra-thin copper films by high-current pulsed magnetron sputtering. V.O.Oskirko, V.A. Semenov, A.P. Pavlov, S.V. Rabotkin. High-current magnetron sputtering is a kind of ionized physical vapour deposition (PVD) of coatings. This paper is focused on influence of HIPIMS discharge parameters on structure and final optical and electro-physical characteristics of ultra-thin (< 20 nm) copper films. Dependencies of discharge current and substrate ion current on frequency of high-power pulses are obtained. Optimum conditions of ultra-thin copper films formation are found based on their resistivity and IR reflection. The copper films deposited at average discharge power of 500 W, pulses frequency of 3 kHz and their duration of 20 μs are continuous at 5-6 nm thickness.

В процессе ионно-плазменного напыления важную роль играет низкоэнергетическая ионная бомбардировка растущей пленки. Ионная бомбардировка является важным физическим инструментом, используемым для получения покрытий с улучшенными характеристиками. Современные методы ионизированного физического осаждения покрытий из паровой фазы (IPVD), способные обеспечивать высокую степень ионизации атомов распыленного вещества и плотность ионно-плазменных потоков, открывают совершенно новые перспективы в проектировании и разработке тонкопленочных материалов. Одним из таких методов является сильноточное импульсное магнетронное распыление (в зарубежной литературе именуемое HIPIMS). HIPIMS характеризуется высокой импульсной мощностью (до несколько десятков кВт/см²), достигаемой за счет высокой скважности импульсов (от 10 и выше).

Высокая импульсная плотность мощности в магнетронном разряде приводит к увеличению концентрации генерируемой плазмы и степени ионизации распыленного вещества. В результате увеличивается плотность потока ионов, бомбардирующих подложку, а также возрастает доля ионов распыленного вещества [1,2]. Изменяя параметры импульсного электропитания HIPIMS (длительность импульса, период, амплитуда), удается контролировать плотность и состав высокоионизированных потоков, воздействующих на подложку, обеспечивая оптимальные условия для роста пленки с нужной структурой и свойствами.