

Instytut Fizyki UMCS, 20-031 Lublin, pl. M. Curie-Skłodowskiej 1

ZDZISŁAW WRONSKI, JULIUSZ SIELANKO

*Oddziaływanie jonów plazmy generowanych w ciemni
Crookesa na powierzchnie katody wyładowania
stałoprądowego*

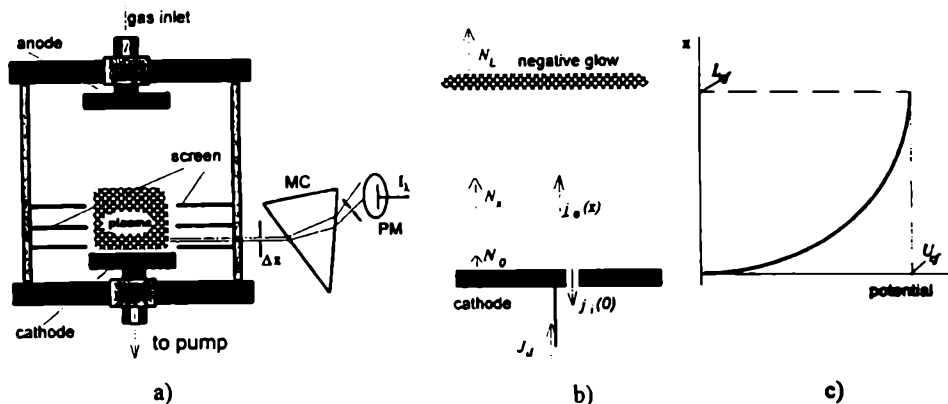
Interaction of Ions Generated in Crookes Dark Space
with Cathode Surface of the DC Glow Discharge

1. WPROWADZENIE

Bombardowanie powierzchni katody jonami generowanymi w silnym polu elektrycznym w ciemni Crookesa (w tak zwanym spadku katodowym) wyładowania stałoprądowego (DC) jest jednym z najbardziej wydajnych procesów modyfikacji powierzchni ciała stałego. Szczególnie efektywne jest trawienie (rozpylanie) materiału katody w tego typu wyładowaniu. Jest to technologia bardzo prosta, nie wymagająca skomplikowanej aparatury, a tym samym tania. Proces plazmowego trawienia ma pewne wady (np. są trudności w uzyskaniu jednorodności trawienia powierzchni), jest jednak bezkonkurencyjny w napyłaniu, nakładaniu warstw bądź przy uzyskiwaniu metalu w fazie gazowej, co stosowane jest w laserach pracujących na parach metali [1].

Plazmowe rozpylanie składa się z trzech etapów:

1. generowania szybkich ciężkich cząstek, głównie jonów, otrzymujących duży ładunek energii w polu elektrycznym spadku katodowego (Ryc. 1);
2. oddziaływania jonów z warstwą przypowierzchniową katody, prowadzącego ostatecznie do rozpylania;



Ryc. 1. a) Schemat aparatury używanej w eksperymentach z plazmą wyładowania jaźrzeniowego; b) rozkład prądów i narastanie lawin w spadku katodowym; c) odpowiedni rozkład potencjału

a) Scheme of the apparatus used in the studies on the glow discharge plasma; b) space distribution of the both currents and electron avalanches in the Crookes space; c) typical potential distribution in the glow discharge Crookes space

3. dyfuzyjnej wędrowki rozpylonego materiału poprzez plazmę obszaru spadku katodowego.

Badania nad procesem formowania szybkich jonów w spadku katodowym podjęto w Zakładzie Fizyki Ogólnej i Dydaktyki Fizyki UMCS pod koniec lat siedemdziesiątych. Prace te kontynuowane były później, kiedy kierownikiem Zakładu został profesor Maksymilian Piłat. W latach 1985–1990 te badania kontynuowano w ramach projektu badawczego „niestabilności i niejednorodności plazmy wyładowania elektrycznego w gazie”, realizowanego w ramach Centralnego Planu Badań Podstawowych. Zarówno rezultaty tych prac, prowadzonych pod kierunkiem profesora Piłata, jak i późniejszych badań zaowocowały stworzeniem pewnego uogólnionego modelu oddziaływania plazmy spadku katodowego na powierzchnię katody. W niniejszym artykule przedstawiono szkic takiego modelowania, a także rezultaty stosowania tego modelowania w konkretnym eksperymencie.

2. MODELOWANIE PROCESÓW

1. Podstawowym źródłem jonów w plazmie wyładowania stałoprądowego (DC) jest proces jonizacji elektronami i jonami. Procesy te reprezentowane są ilościowo przez odpowiednie makroskopowe przekroje czynne α i β (będące jednocześnie pierwszym i drugim współczynnikiem Townsenda). Udział każdego z tych procesów silnie zależy od energii jonizujących cząstek. Przy

energiach rzędu 1 keV wartości współczynników α , β są porównywalne. Jednak rozkładu energetyczne cząstek docierających do katody warunkowane jest głównie procesem wymiany ładunku, procesem, którego makroskopowy przekrój czynny (τ) jest zazwyczaj o rząd wielkości większy niż przekrój któregośkolwiek z procesów jonizacji. Autorzy większości publikacji poświęconych modelowaniu rozkładu energetycznego ciężkich cząstek bombardujących katodę sugerują, że ten rozkład może być opisany charakterystyczną formułą zawierającą funkcję wykładniczą. W artykule [2] podano następujący wzór na rozkład energetyczny jonów:

$$F(\varepsilon) = \text{const} \cdot j_d \cdot \exp(-\varepsilon/k) / \sqrt{\varepsilon}. \quad (1)$$

Wzór ten uzyskano poprzez rozwiązanie uproszczonego równania kinetycznego dla jednowymiarowej (płaskiej) geometrii wyładowania. j_d jest gęstością natężenia prądu wyładowania. Współczynnik k jest wielkością charakteryzującą średnią energią jonów ε . W publikacjach [3, 4] rozważano bardziej złożone przypadki zastosowania równania kinetycznego w celu określenia rozkładu energetycznego jonów, np. przy uwzględnieniu teorii lawin elektronowych czy dla plazmy generowanej w mieszaninie gazów. We wszystkich tych rozważaniach uzyskano formuły określające rozkład energetyczny, takie jak formuła (1). Niepublikowane dotychczas rezultaty rozważań w dziedzinie geometrii cylindrycznej plazmy prowadzą do identycznej formuły określającej rozkład energetyczny. Wielkość współczynnika k szacowano w artykułach [2–4] na podstawie analitycznego równania wiążącego ten współczynnik z makroskopowymi parametrami charakteryzującymi wyładowanie, takimi jak: gęstość natężenia prądu wyładowania j_d ; amplituda spadku katodowego U_{cf} ; zespół przekrojów czynnych (α, β, τ); parametry określające geometrię plazmy, z których najważniejszym jest długość spadku katodowego L_{cf} .

Wykładniczy charakter funkcji rozkładu dla jonów spadku katodowego sugerują także symulacje komputerowe, patrz na przykład publikacje [5, 6], gdzie rozkłady energetyczne liczone metodą Monte–Carlo (M–C) dla zadanego zespołu makroskopowych parametrów wyładowania, takich jak wzmiankowane wyżej. W artykule [5] przedstawiono porównanie rozkładów uzyskanych różnymi metodami na drodze teoretycznej z rozkładami zmierzonymi metodą spektrometrii mas bądź prostą metodą siatek hamujących. Zazwyczaj uzyskiwano zadowalającą zgodność wyników teorii i eksperymentu. Ta zgodność, łatwość posługiwania się formułą (1) powodują, że analityczna metoda określania funkcji rozkładu energetycznego jest szczególnie łatwą do zastosowania praktycznego. Stosowanie formuły (1) do określania rozkładu energetycznego jonów spadku katodowego umożliwia dalsze analityczne badanie problemu energetyki jonów (np. szacowanie średniej energii jonów,

wielkości niezbędnej w modelowaniu oddziaływania jonów na powierzchnię). Przykładowo, średnią prądową energię jonów obliczyć można według formuły

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon} &= \int_0^{U_{cf}} \varepsilon \sqrt{\varepsilon} F(\varepsilon) d\varepsilon / \int_0^{U_{cf}} \varepsilon \sqrt{\varepsilon} F(\varepsilon) d\varepsilon = \\ &= \left(1 - \frac{U_{cf}}{k} \frac{1}{\exp(-U_{cf}/k) - 1} \right) \cdot k. \end{aligned} \quad (2)$$

2. Jony bombardujące powierzchnię katody wnikają w głąb materiału. W tym procesie powstaje silnie zdeformowana warstwa przypowierzchniowa i właśnie z tego zdeformowanego obszaru następuje rozpylenie materiału. Procesy wnikania jonów, powstawanie strefy zdeformowanej, rozkłady głębokościowe tych jonów oraz rozpylenie można opisać metodami stosowanymi w klasycznej implantacji. Te procesy modelowane są głównie metodami symulacji komputerowych (jak na przykład w programie TRIM) [7] bądź metodami analitycznymi (jak na przykład w programie SUSPRE IV) [8]. Niestety wymienione programy nie uwzględniają wszystkich aspektów właściwych dla niemoenergetycznej implantacji, zachodzącej przy oddziaływaniu jonów z materiałem katody. Programem uwzględniającym szczególne własności oddziaływania plazma/katoda jest kod komputerowy SATVAL, opracowany w Instytucie Fizyki UMCS pierwotnie na potrzeby modelowania klasycznej implantacji monoenergetycznych jonów [8]. Ten program został zmodyfikowany w taki sposób, że umożliwia: 1. uwzględnienie rozrzutu energetycznego jonów opisanego formułą (1); 2. określanie profili głębokościowych zaimplantowanych cząstek oraz spektrum energetyczno-kątowego cząstek rozpylonych, co stanowi bazę danych wyjściowych do modelowania dyfuzji rozpylonego materiału poprzez gaz.

3. Dyfuzyjny charakter ruchu cząstek rozpylonego materiału katody warunkowany jest zderzeniami sprężystymi tych cząsteczek z cząsteczkami gazu buforowego. W tym procesie nad powierzchnią katody formuje się obłok rozpylonego materiału o koncentracjach znacznie przewyższających odpowiednie koncentracje w pierwotnej wiązce wychodzącej z powierzchni katody. To właśnie głównie dyfuzja warunkuje transport rozpylonego materiału, na przykład w kierunku napyłanego podłoża. Proces dyfuzji rozpylonego materiału może być modelowany za pomocą kodu komputerowego SDSF, opracowanego w Instytucie Fizyki UMCS. Idea tego programu zostanie wkrótce zaprezentowana w osobnej publikacji.

4. Zarówno atomy gazu buforowego, jak i atomy rozpylonego materiału katody są pobudzane do świecenia w spadku katodowym głównie przez elektrony. Elektrony uzyskują energię potrzebną do wzbudzenia w procesie akceleracji w silnym polu elektrycznym spadku. W publikacji [10] podano przybliżone formuły na natężenie ΔI_λ linii widmowych: dla gazu buforowego

$$\Delta I_\lambda \approx \text{const} \frac{N_x - N_0}{N_L} j_d \quad (3)$$

oraz dla rozpylonego materiału katody

$$\Delta I_\lambda \approx \text{const} \cdot r_s(\langle \varepsilon \rangle) \frac{N_x - N_0}{N_L} \frac{N_0 - N_L}{N_L} j_d^2. \quad (4)$$

r_s jest współczynnikiem rozpylania zależnym od energii bombardujących cząstek. W programie SATVAL r_s jest obliczane dla cząstek bombardujących ze spektrum energetycznym określonym formułą (1). N_0 , N_x , N_L to lokalne parametry lawin elektronowych narastających w kierunku poświaty ujemnej (Ryc. 1). Rozwój lawin ($N_0 \rightarrow N_x \rightarrow N_L$) można obliczyć stosując program komputerowy symulujący te lawiny metodą M-C [11]. Podobny program został opracowany w Instytucie Fizyki UMCS. Przy wyprowadzeniu formuły (4) założono, że koncentracja materiału katody tuż nad jej powierzchnią jest wprost proporcjonalna do natężenia strumienia cząstek rozpylanych. Program SDSP umożliwi bardziej dokładne zbadanie koncentracji rozpylonego materiału w procesie wyświetlania linii charakterystycznych pierwiastka, a tym samym umożliwi uściślenie sensu formuł [3, 4].

3. EKSPERYMENT

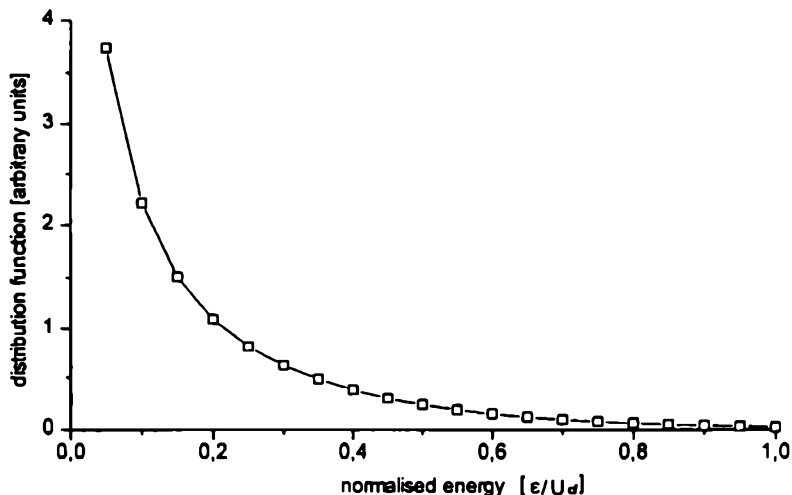
Powyższe modelowania oddziaływania jonów spadku katodowego z materiałem katody zostały zastosowane do opisu wyładowania ze specjalnym układem elektrod (Ryc. 1), przedstawionym szerzej w publikacjach [12, 10]. Układ użytych tam pierścieni metalowych ma przede wszystkim wychwytywać rozpylony materiał, co hamuje jego odkładanie się na powierzchni szklanej ściany komory. Minimalizacja odkładania tego materiału na szklanej ścianie komory umożliwia prowadzenie przez długi czas zarówno pomiarów spektralnych, jak i wizualnych obserwacji wyładowania, na podstawie których można zdecydować o długości spadku katodowego. Ponadto pierścienie ograniczają plazmę spadku katodowego do objętości cylindra o polu

podstawy równym polu powierzchni katody, co umożliwiła sprecyzowanie gęstości prądu wyładowania. Pierścienie, będąc na potencjale swobodnym, nie zniekształcają przestrzennego rozkładu potencjału, co umożliwia przyjęcie założenia, że geometria spadku jest płaska i jednowymiarowa. Badania dotyczyły wyładowania o stabilizowanym natężeniu prądu. Układ pomiarowy umożliwił dokonanie pomiaru wartości zarówno spadku potencjału na Ciemni Crookesa, jak i natężenia świecenia linii widmowych tak w przypadku gazu buforowego, jak i materiału katody rozpylonego do fazy gazowej. Układ optyczny (monochromator MC, fotopowielacz PM) rejestrował natężenie światła emitowanego przez warstwę plazmy obszaru spadku o grubości $\Delta x \sim 0,5$ cm.

4. REZULTATY

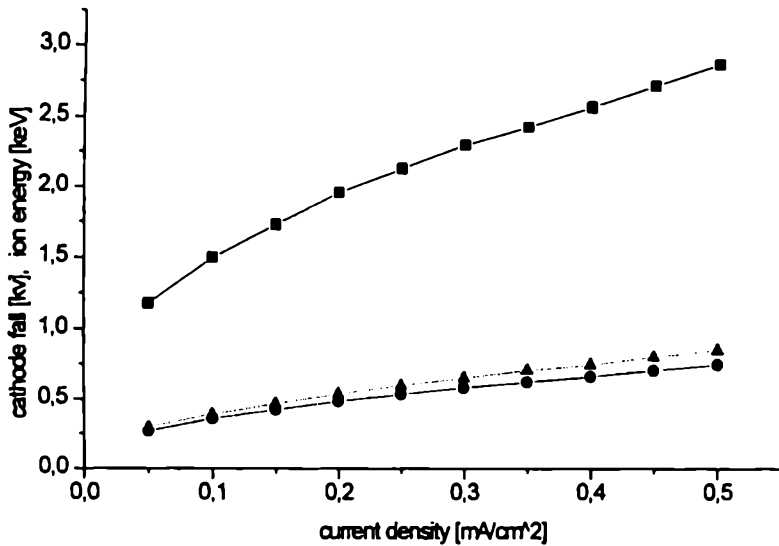
Poniżej przedstawiono rezultaty zastosowania rozpatrywanych już modeli i pomiarów w przypadku wyładowania w argonie z użyciem miedzianej katody, przy ciśnieniu argonu $p = 0,1$ tor.

Rycina 2 przedstawia typowy rozkład energetyczny jonów argonu bombardujących powierzchnię katody przy gęstości prądu wyładowania $j_d = 0,5$ mA/cm² i $k = 1,174$ keV charakterystycznych dla tego eksperymentu.



Ryc. 2. Typowy przykład funkcji rozkładu jonów argonu, liczonej według formuły (1)
Some example of energy distribution of argon ions calculated with formula (1)

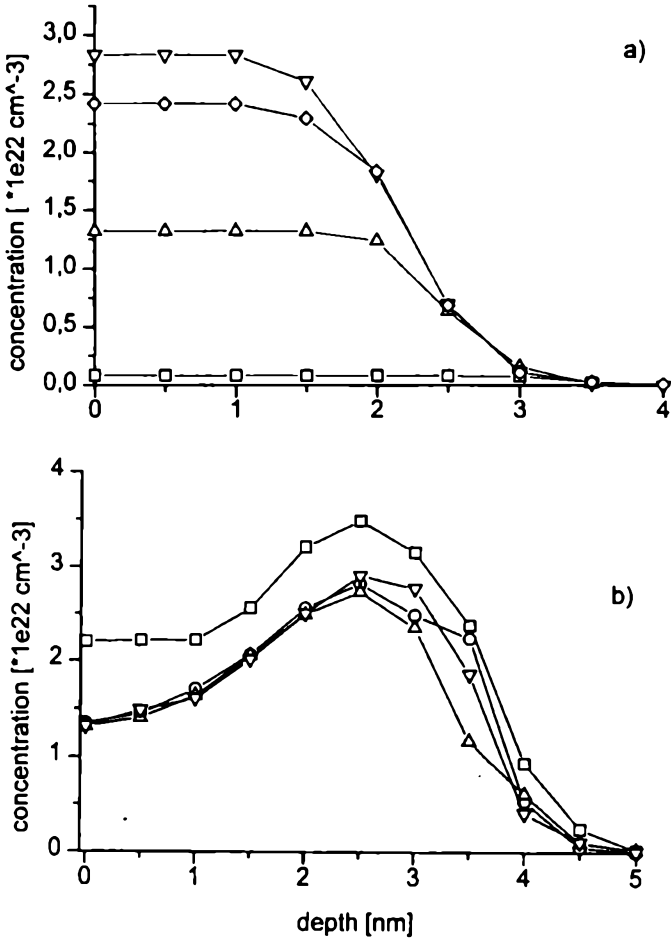
Rycina 3 przedstawia zależność — od gęstości prądu wyładowania — wartości katodowego spadku potencjału katodowego U_{cf} , parametru k (charakteryzującego rozkład energetyczny bombardujących cząstek), a także średniej energii *prądowej* jonów $\bar{\epsilon}$. Takie dane są swego rodzaju kompleksową charakterystyką wyładowania, dotyczącą *energetyczności* jonów bombardujących katodę. Łatwo zauważyć, że parametr k jest bardzo bliski średniej *prądowej* energii jonów i może reprezentować stan energetyczny jonów, jak to postulowano wyżej.



Ryc. 3. Zależność niektórych parametrów wyładowania od gęstości natężenia prądu wyładowania; □ — napięcie U_{ac} pomiędzy anodą a katodą wyładowania będące praktycznie miarą wartości spadku katodowego potencjału U_{cf} ; ○ — wartości parametru k ; △ — średnia energia jonów, obliczona według formuły (2)

Dependencies of some discharge parameters on the discharge current density, □ — anode-cathode voltage U_{ac} (that is equal to cathode fall voltage U_{cf} practically); ○ — values of parameter k ; △ — average ion energy calculated with formula (2)

Na rycinach 4a i 4b przedstawiono przykłady profili głębokościowych odnoszących się do jonów argonu zaimplantowanych w katodę miedzianą, odpowiadających stanowi nasycenia (tzn. dla dużych dawek implantacji, co w przypadku typowych warunków wyładowania odpowiada kilkuset sekundom trwania wyładowania). Tymczasem koncentracja atomów w czystej miedzi jest równa $8,8E22 \text{ cm}^{-3}$! Przy gęstości prądu wyładowania $j_d = 0,25 \text{ mA/cm}^2$ dawka nasycenia wyliczona z programu SATVAL wynosiła $1,67E17 \text{ cm}^{-2}$. Wynika z tego, że koncentracje zaimplantowanego argonu w warstwie przypowierzchniowej katody mogą być znaczne, szczegól-

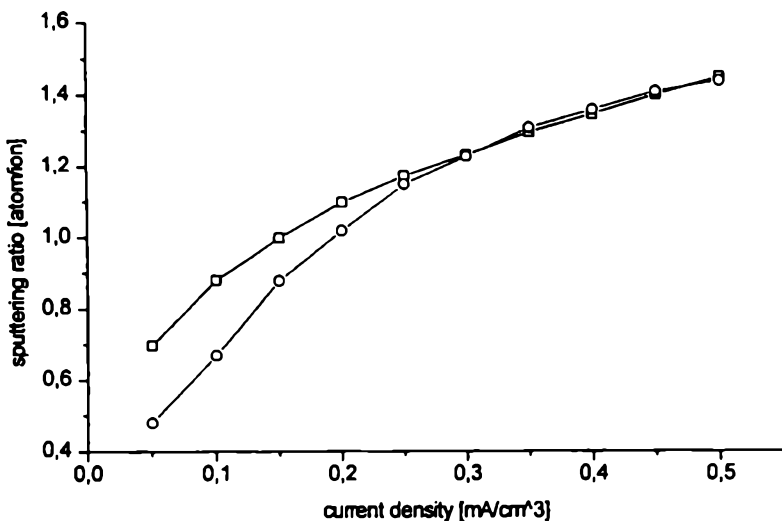


Ryc. 4. Profile głębokościowe jonów argonu, zaimplantowanych do miedzianej katody przy wyładowaniach o gęstości natężenia prądu $j_d = 0,25 \text{ mA/cm}^2$; a) profile liczone na podstawie programu SUSPRE w odniesieniu do różnych wartości rozpuszczalności S z uwzględnieniem średniej energii jonów, liczonej według formuły (2); \square — $S = 0,01$; \circ — $S = 0,05$; \triangle — $S = 0,1$; \diamond — $S = 0,2$; ∇ — $S = 0,5$; b) profile liczone na podstawie programu SATVAL z uwzględnieniem rozrzutu energetycznego jonów określanego formułą (1) dla różnych wartości powierzchniowej bariery potencjału E_s i energii E_d atomów w materiale katody. \square — $E_s(\text{Cu}) = E_s(\text{A}) = 3,52 \text{ eV}$; ∇ — $E_s(\text{Cu}) = 3,52$; $E_s(\text{A}) = 0,1 \text{ eV}$, $E_d(\text{Cu}) = 8 \text{ eV}$, $E_d(\text{A}) = 0,1$; \circ — $E_s(\text{Cu}) = 3,52 \text{ eV}$, $E_s(\text{A}) = 0,1 \text{ eV}$, $E_d(\text{Cu}) = E_d(\text{A}) = 8 \text{ eV}$; \triangle — $E_s(\text{Cu}) = 3,52 \text{ eV}$, $E_s(\text{A}) = 0,1 \text{ eV}$, $E_d(\text{Cu}) = 8 \text{ eV}$, $E_d(\text{A}) = 2 \text{ eV}$

Depth profiles of argon ions implanted into the copper cathode bulk at the discharge current density $j_d = 0.25 \text{ mA/cm}^2$. a) Depth profiles calculated with SUSPRE IV code for various values of solubility S . Squares — $S = 0.05$. Triangles — $S = 0.1$. Rhombus — $S = 0.2$; b) depth profiles calculated with SATVAL code for various values of surface binding energy E_s and various displacement energy E_d . Squares — $E_s(\text{Cu}) = E_s(\text{A}) = 3.52 \text{ eV}$. Abnormal triangles — $E_s(\text{Cu}) = 3.52$; $E_s(\text{A}) = 0.1 \text{ eV}$, $E_d(\text{Cu}) = 8 \text{ eV}$, $E_d(\text{A}) = 0.1$. Circles — $E_s(\text{Cu}) = 3.52 \text{ eV}$, $E_s(\text{A}) = 0.1 \text{ eV}$, $E_d(\text{Cu}) = E_d(\text{A}) = 8 \text{ eV}$. Normal triangles — $E_s(\text{Cu}) = 3.52 \text{ eV}$, $E_s(\text{A}) = 0.1 \text{ eV}$, $E_d(\text{Cu}) = 8 \text{ eV}$, $E_d(\text{A}) = 2 \text{ eV}$

nie te przewidywane programem SATVAL. Obliczone koncentracje argonu zaimplantowanego w materiał katody silnie zależą od przyjętych założeń co do warunków implantacji (tzn. zależą od rozpuszczalności (S) argonu w miedzi bądź charakterystycznych energii E_d , E_s , decydujących o migracji argonu w materiale lub o jego ewentualnej ucieczce ponownie do fazy gazowej. Rozpuszczalność S definiowana jest jako maksymalna liczba cząstek zaimplantowanych przypadająca na jedną cząstkę materiału katody. Energia E_d (tzw. *displacement energy*) jest energią potrzebną do wybicia atomu z węzła sieci ciała stałego. Powierzchniowa bariera potencjału E_s , to minimalna energia, którą musi posiadać cząstka, aby opuścić ciało stałe. Niestety, w większości przypadków trudno o dane, dzięki którym można określić wartości parametrów [S , E_s , E_d]. W opublikowanym w roku 1993 artykule [13] badano metodą rentgenowskiej spektroskopii fotoelektronowej (XPS) profile argonu zaimplantowanego do miedzianej katody wyładowania. Otrzymane tam względne koncentracje były znacznie mniejsze niż uzyskane w modelowaniach komputerowych. Można to tłumaczyć nieuwzględnieniem — w symulacjach komputerowych — efektów dyfuzyjnych.

Rycina 5 przedstawia zależność współczynnika rozpylania materiału katody od gęstości prądu wyładowania, obliczonego różnymi programami.

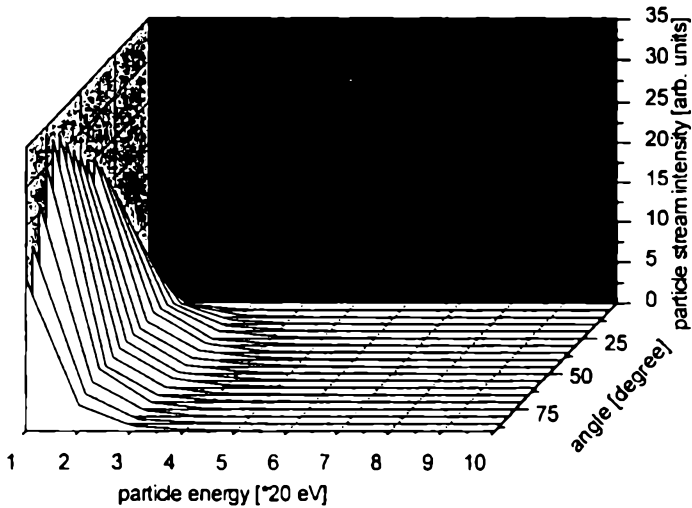


Ryc. 5. Zależność współczynnika rozpylania katody miedzianej przez jony argonu od gęstości natężenia prądu wyładowania j_d . \square — współczynnik liczony na podstawie programu SUSPRE; \circ — współczynnik liczony na podstawie programu SATVAL

Dependence of sputtering ratio of copper cathode bombarded by argon ions on discharge current density. Squares — sputtering ratio calculated with SUSPRE IV code. Circles — sputtering ratio calculated with SATVAL code

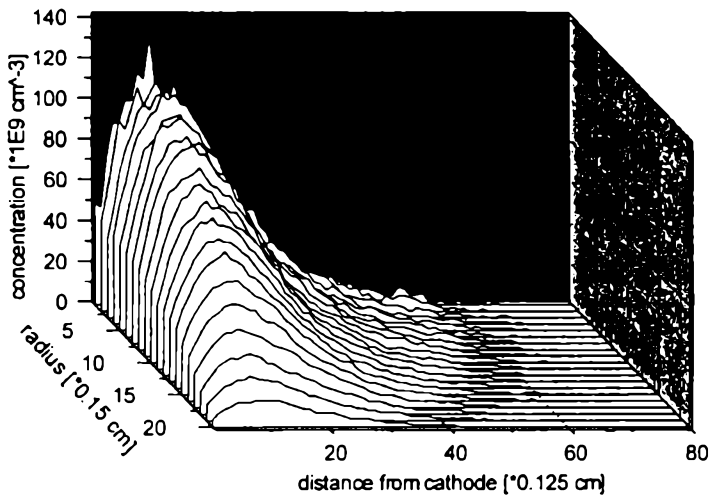
Współczynniki rozpylania obliczone przy pomocy programu SUSPRE IV, stosującym analityczne rozwiązania, nie zależą od przyjętego współczynnika rozpuszczalności S . Generalnie wartości współczynników rozpylania obliczonych z programów SATVAL i SUSPRE są zbliżone.

Rycina 6 przedstawia przykład energetyczno-kątowego rozkładu cząstek wybitych z powierzchni katody. Średnia energia prądowa, charakterystyczna dla tego spektrum, obliczona według formuły (2), wynosi $\bar{\epsilon} = 25,3$ eV. Odpowiednia średnia energia prądowa cząstek bombardujących wynosi $\bar{\epsilon} = 534$ eV. A zatem energie wybitych atomów są małe w porównaniu z energiami cząstek bombardujących. Cechą charakterystyczną tego typu rozkładów jest to, że maksimum rozkładu występuje zwykle w kącie bliskim 45° .



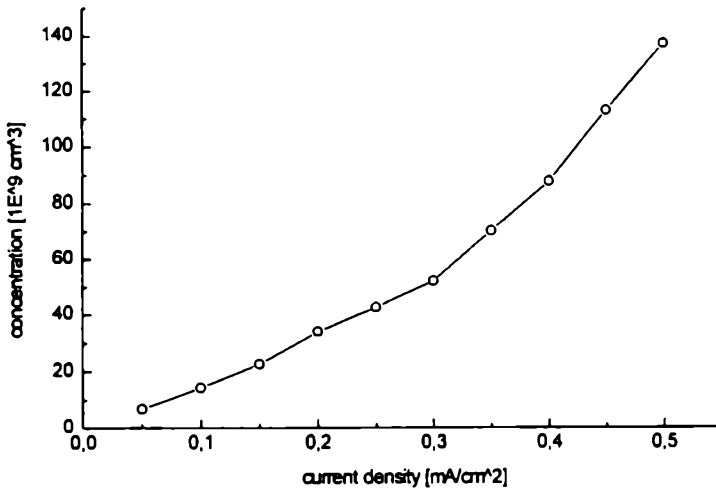
Ryc. 6. Rozkład kątowo-energetyczny atomów miedzi rozpylanych do fazy gazowej skutkiem bombardowania jonami argonu: $p = 0,1$ torr; $j_d = 0,25$ mA/cm²
 Angle-energy distribution of copper atoms sputtered into the plasma phase due to the argon ions bombarding $j_d = 0.25$ mA/cm²

Rycina 7 przedstawia przykład rozkładu przestrzennego koncentracji atomów miedzi rozpylonych do fazy gazowej, odpowiadający stanowi równowagi obliczonemu na podstawie programu SDSP. Dla porównania koncentracja atomów miedzi w strumieniu opuszczającym katodę (tj. tych tuż po wybięciu) wynosi odpowiednio $n = 1,38E19$ cm⁻³. Zatem koncentracje atomów dyfundującego rozpylonego materiału są o dwa rzędy wielkości większe (!) niż koncentracje tych atomów w wiązce pierwotnej, tzn. tych tuż po opuszczeniu katody. W takich rozkładach, ze względu na proces dyfuzji, obserwuje się charakterystyczne maksimum występujące na osi wyładowania



Ryc. 7. Przestrzenny rozkład koncentracji atomów miedzi dyfundujących do ścianek ograniczających wyładowanie. Promień katody = 2,5 cm. Wewnętrzny promień pierścieni = 3 cm

Space distribution of copper atoms diffusing into discharge chamber walls. Radius of the cathode's ring = 2.5 cm. Internal radius of screens = 3 cm. Cathode fall length $L_{cf}=1.1$ cm



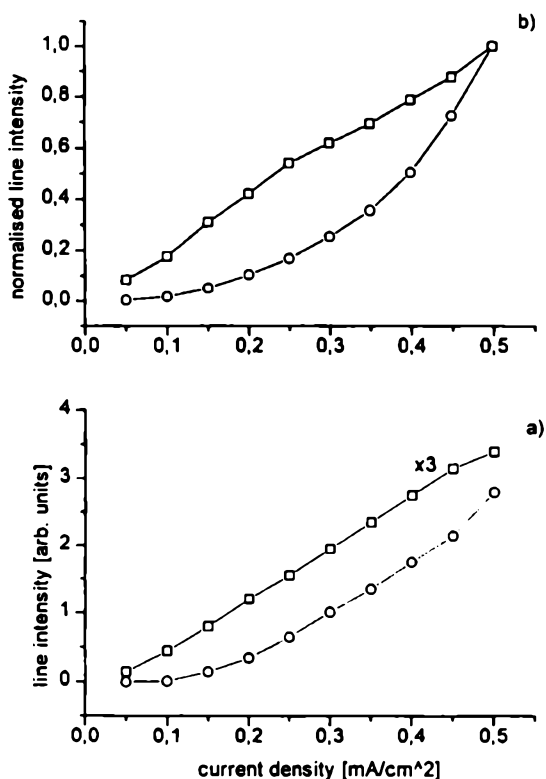
Ryc. 8. Zależność koncentracji atomów miedzi w fazie gazowej od gęstości prądu wyładowania

Dependence of the copper atoms concentration in the plasma phase on the discharge current density. It was calculated for points close to the cathode surface

w pewnej odległości od powierzchni katody. Materiał katody występuje na odcinku znacznie dłuższym niż odcinek spadku katodowego.

Na rycinie 8 przedstawiono zależność między koncentracją atomów miedzi, oszacowaną dla punktu tuż nad środkiem katody, od gęstości natężenia prądu wyładowania. Dla takich zależności charakterystyczny jest silny wzrost koncentracji wraz ze zwiększeniem gęstości prądu wyładowania.

Na rycinie 9a przedstawiono zależność natężenia linii widmowych argonu i miedzi od gęstości natężenia prądu wyładowania. Obserwuje się w tym przypadku zazwyczaj liniowy charakter tej zależności w przypadku linii gazu buforowego oraz paraboliczny charakter tej zależności w przypadku świecenia rozpylonego materiału. Taki właśnie charakter tych zależności był



Ryc. 9. Zależność natężenia linii widmowych emitowanych przez gaz podstawowy i rozpylony materiał katody od gęstości natężenia prądu wyładowania. \square — linia argonu 420,0 nm; \circ — linia miedzi 521,8 nm; a) zmierzone intensywności linii; b) obliczone intensywności linii

Dependence of the line intensities, emitted by the both argon and sputtered copper, on the discharge current density. Squares — argon line 420.0 nm. Circles — copper line 521.8 nm.

a) Measured line intensities; b) calculated line intensities

wyjaśniani w prostym modelowaniu prezentowanym w publikacjach [12, 10], gdzie przyjęto założenie o liniowej zależności koncentracji materiału katody od gęstości prądu wyładowania. Rycina 9b przedstawia zależność intensywności świecenia materiału katody od gęstości natężenia prądu wyładowania przy dokładnym uwzględnieniu koncentracji rozpylonego materiału, obliczonej na podstawie programu SPSD i komputerowego szacowania elektronowego charakteru procesu wzbudzenia atomów, tak jak to rozważano w pracach [12, 10]. Łatwo zauważyć w miarę dobrą jakościowo zgodność wyników eksperymentu z obliczeniami teoretycznymi. Należy jednak mieć na uwadze, że mierzone natężenia linii widmowych są wielkościami uśrednionymi w obszarze spadku katodowego ($\sim 0,5$ cm).

5. WNIOSKI

Oddziaływanie plazmy generowanej w Ciemni Crookesa z materiałem katody może być wyjaśnione w oparciu o cząstkowe modele: spektrum energetycznego cząstek bombardujących katodę (prosty model bazujący na równaniu Boltzmanna); procesu niskoenergetycznej implantacji (modelowanie programem SATVAL lub SUSPRE); dyfuzji rozpylonego materiału przez gaz (modelowanie programem SDSP). Zastosowanie powyższego modelowania wyjaśnia zależność intensywności linii widmowych od gęstości natężenia prądu wyładowania zarówno dla gazu buforowego, jak rozpylonego materiału katody. Autorzy prowadzą badania nad przestrzennym rozkładem świecenia plazmy w obszarze katodowego spadku potencjału. W badaniach wiele uwagi poświęcono ewentualnemu wzbudzeniu cząstek do świecenia w obszarze samej katody.

ACKNOWLEDGMENT

Praca przygotowana w ramach projektu badawczego nr 2P302 091 04 finansowanego przez KBN.

LITERATURA

- [1] Peard K. A., Tobin R. C., Rózsa K. and Donko Z., *IEEE. J. Quant. Electron.*, 30 (1994) 1181.
- [2] Wroński Z., *Vacuum*, 40, (1990) 387.
- [3] Wroński Z. Sullivan J. L. and Saied S. O., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25 (1992) 1607.
- [4] Wroński Z., Sullivan J. L. and Pearce C. G., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 27 (1994) 533.

- [5] Wroński Z., *Vacuum*, 42 (1991) 631.
- [6] Donko Z., Janossy M., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 25 (1992) 1323.
- [7] Biersack J. P., Haggemark L. G., *Nucl. Inst. and Meth.*, 174 (1980) 257.
- [8] Webb R. P., Wilson J. H., *Proc. 2nd Int. Conf. Simulation of Semiconductor Devices and Processes*, Swansea UK 1986.
- [9] Sielanko J., Szyszko W., *Nucl. Instr. and Meth., B* 16 (1986) 340.
- [10] Wroński Z., Sielanko J. and Sullivan J. L., *Studies of light emission from cathode material in the plasma phase of a glow discharge*, report asked to *J. Phys. D: Appl. Phys.*
- [11] Boeuf J. P., Marode E., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 15 (1982) 2169.
- [12] Wroński Z., Sielanko J. J. and Sullivan J. L., Saied S. O., *Contributed Papers of „2nd National Symposium Plasma '95”*, Warsaw, June 26–28, 1995, 213–216.
- [13] Wroński Z., Pearce C. G. and Sullivan J. L., *Vacuum*, 44 (1993) 1161.

SUMMARY

The theoretical and experimental investigations of interaction of Ar^+ ions generated in Crookes dark space with the surface of the cathode (copper) are presented. The spatial distribution of the concentration of Cu atoms sputtered from the cathode is calculated by the Monte Carlo (M-C) computer simulation. The results of the computer calculations explained well the relation between the intensity of plasma's spectral line vs. the density of glow discharge current observed experimentally.