



“Fizika-2005”
Beynəlxalq Konfrans
International Conference
Международная Конференция



7 - 9 **İyun** **June** **2005** №138 **səhifə** **page** **526-530**
Июнь **стр.**

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

MÜXTƏLİF TƏZYİQ İNTERVALLARINDA ELEMENTAR PROSESLƏRİN
MÜSBƏT SÜTUN PLAZMASININ DİNAMİK MÜQAVİMƏTİNƏ TƏSİRİ

HÜSEYNOV T.X.

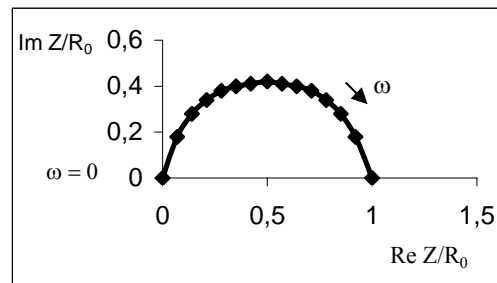
Bakı Dövlət Universiteti, Z.Xəlilov-23
Az.1148, E-mail:htarlan@box.az

Müxtəlif təzyiqlər üçün xarakterik olan elementar prosesləri nəzərə almaqla elektrik boşalmasının müsbət sütununun vahid uzunluğunun impedansının ifadələri alınmışdır. Zərrəciklər balansının üç rejiminə baxılmışdır: birbaşa ionlaşma-ambipolyar diffuziya, pilləli ionlaşma-ambipolyar diffuziya, pilləli ionlaşma-həcmi rekombinasiya. Pilləli ionlaşma-ambipolyar diffuziya şəraitində metastabil atomların yox olmasının iki rejimi: elektron zərbəsi ilə dağılması və diffuziya nəticəsində divarda məhv olması ayrı-ayrılıqda baxılmışdır. Müxtəlif rejimlər üçün alınmış impedans əyriyələri bir-birindən keyfiyyətcə fərqlənilir. Beləliklə impedansın tezlik diaqramlarının xarici görünüşünə əsasən elektrik boşalmasında baş verən elementar proseslərin xarakterini təyin etməyin mümkünlüyü göstərilmişdir.

Müsbət sütun (MS) plazmasının dinamik xassələri onun impedansı (və ya dinamik müqaviməti) vasitəsilə xarakterizə edilir. İmpedansın öyrənilməsi plazmadakı dayanıqsızlıqların proqnozlaşdırılmasına və aradan qaldırılmasına, müxtəlif plazma parametrlərinin stabilizəməsinə imkan verir [1,2,3]. İmpedansın tezlik diaqramlarının xarici görünüşünə əsasən bir çox hallarda zərrəciklərin yaranma və məhv olma mexanizmini, istilik balansının xarakterini təyin etmək mümkün olur.

Buna görə də plazmanın tətbiq sahələrindən asılı olaraq verilmiş şəraitdə plazma impedansının öyrənilməsi böyük əhəmiyyət kəsb edir. Lakin impedansın tədqiqinə həsr olunmuş işlərdə əsasən müəyyən konkret hallarda impedans hesablanmış [1,2], bütün elementar prosesləri nəzərə almaqla ümumi hala baxılmamışdır. Təqdim olunan işdə yüklü zərrəciklərin balansının üç rejimində MS plazmasının impedansı hesablanmışdır: 1. Birbaşa ionlaşma-ambipolyar diffuziya, 2. Pilləli ionlaşma-ambipolyar diffuziya, 3. Pilləli ionlaşma-həcmi rekombinasiya. Bu üç rejim praktik nöqteyi-nəzərdən mühüm olan çox geniş diapazonu əhatə edir. Qeyd etmək lazımdır ki, pilləli ionlaşma rejimində ionlaşmanın baş verdiyi metastabil səviyyələrin müxtəlif dağılma mexanizmləri kiçik tezliklərdə tezlik diaqramlarının keyfiyyətcə fərqlənməsinə gətirir. Bu işdə metastabil səviyyələrin dağılmasının iki mexanizmi, elektron zərbəsi ilə dağılma və diffuziya nəticəsində divarda məhv olma, ayrılıqda baxılmışdır. İmpedansın hesablanması üçün MS-u xarakterizə edən balansı tənlikləri sistemi yazılır və bu sistem xəttləşdirilir. Xəttləşdirilmiş sistemin həllindən plazma parametrlərinin kompleks amplitudlarının ifadələri tapılır. Bu ifadələrin əsasında MS-un vahid uzunluğunun

impedansı təyin edilir. Hesab edilir ki, elektronların sürətlərə görə paylanma funksiyası (PF) öz formasını dəyişmir və stasionar MS-da olduğu kimidir, J , P , R - in verilmiş qiymətlərində PF ancaq E -dən asılıdır. PF üçün belə kvazistasionarlıq şərtinin qoyulması baxılan tezliklərin yuxarı sərhəddini PF-nin formalaşma müddəti ilə məhdudlaşdırır. Qeyri-stasionar MS-nun radial strukturunun stasionar MS-nun radial strukturunu ilə identik olduğu və elektronların konsentrasiyasının radius boyunca Bessel funksiyası üzrə paylandığı qəbul edilmişdir.



Şəkil 1. Birbaşa ionlaşma-ambipolyar diffuziya rejimində impedansın tezlik diaqramı.

1. BİRBAŞA İONLAŞMA-AMBİPOLYAR DİFFUZİYA REJİMİ.

MS-nu xarakterizə edən aşağıdakı tənliklər sisteminə baxaq:
MS-dan keçən cərəyanın ifadəsi

$$J(t) = eg(R)b_e n(t)E(t) \quad (1)$$

Elektronların balans tənliyi

$$\frac{dn(t)}{dt} = N_0 \alpha_{0i}(E)n(t) - \frac{n(t)}{\tau_a} \quad (2)$$

İkinci tənliyin sağ tərəfindəki həddlər elektronların birbaşa ionlaşma nəticəsində yaranmasını və ambipolyar diffuziya nəticəsində baxılan həcmdən getməsinə xarakterizə edir. Burada $J(t)$ – MS-dan keçən cərəyan şiddəti, $N_0, n(t)$ – normal atomların və elektronların konsentrasiyaları, $\alpha_{0i}(E)$ - birbaşa ionlaşmanın reaksiya sürəti, b_e - elektronların yüüklüyü, $g(R)$ - konsentrasiyanın radial paylanmasını nəzərə alan faktordur.

Fərz edək ki, MS-dan keçən cərəyan kiçik dərinlik əmsalı ilə modulyasiyaya məruz qalır:

$$J(T) = J_0 + J_1 e^{i\omega t} \quad |J_1| \ll J_0 \quad (3)$$

Bu halda $E(t)$ və $n(t)$ kəmiyyətləri də modulyasiyaya uğrayır.

$$E(t) = E_0 + E_1 e^{i\omega t} \quad |E_1| \ll E_0 \quad (4)$$

$$n(t) = n_0 + n_1 e^{i\omega t} \quad |n_1| \ll n_0 \quad (5)$$

Adətən τ_a, b_e kəmiyyətləri uzununa elektrik sahəsinin intensivliyindən zəif asılı olur. Buna görə də (1-2) sistemi xəttiləşdirilərkən bu kəmiyyətlərin E -dən asılılığı nəzərə alınmayıb. İonlaşma sürəti α_{0i} isə E -dən kəskin asılı olduğu üçün onu aşağıdakı şəkildə sıraya ayırmaq olar:

$$\alpha_{0i} = \alpha_{0i}(E_0) + \frac{d\alpha_{0i}}{dE} E_1 e^{i\omega t} + \frac{1}{2} \frac{d^2 \alpha_{0i}}{dE^2} E_1^2 e^{2i\omega t} + \dots \quad (6)$$

(3-6) ifadələrini (1-2) tənliklərində nəzərə almaqla xəttiləşdirilmiş sistemin həllindən n_1 və E_1 kompleks amplitudlarının ifadələri alınır [4]. E -in ifadəsindən MS-un vahid uzunluğunun impedansını ifadəsi

$$Z_1 = Z e^{i\varphi_z} = \frac{E_1}{J_1}$$

kimi tapılır. Burada impedansın modul və arqumenti aşağıdakı ifadələrlə verilir.

$$Z = \frac{E_0}{J_0} \frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 + N_0^2 \left(\frac{d\alpha_{0i}}{dE} \right)^2 E_0^2}} \quad (7)$$

$$\varphi_z = \arctg \frac{N_0 \frac{d\alpha_{0i}}{dE} E_0}{\omega} \quad (8)$$

Bu düsturlar əsasında qurulmuş impedansın tezlik diaqramları şəkil 1-də göstərilmişdir. Kəmiyyətlərin

xarakterik ədədi qiymətləri və tərtibləri [5]-dən götürülmüşdür.

2. PİLLƏLİ İONLAŞMA-AMBİPOLYAR DİFFUZİYA REJİMİ.

Bu halda pilləli ionlaşmanın baş verdiyi metastabil səviyyələrin dağılma mexanizmindən asılı olaraq iki müxtəlif şəraitə baxaq:

a) Metastabil səviyyələrin elektron zərbəsi ilə dağılma halı.

MS-nu xarakterizə edən tənliklər sistemi aşağıdakı şəkli alır:

$$\frac{dn_e}{dt} = N_m \alpha_{mi} n_e - \frac{n_e}{\tau_a} \quad (9)$$

$$\frac{dN_m}{dt} = N_0 \alpha_{0m} n_e - N_m \alpha_m n_e \quad (10)$$

$$j = n_e e b_e E \quad (11)$$

Burada N_0, N_m - normal və həyəcanlanmış metastabil atomların konsentrasiyaları, $\alpha_{0m}, \alpha_m, \alpha_{mi}$ - birbaşa həyəcanlaşmanın, pilləli ionlaşmanın və metastabil səviyyələrin elektron zərbəsi ilə dağılmasının reaksiya sürətidir. Hesab edilmişdir ki, elektronlar ancaq pilləli ionlaşma nəticəsində yaranır, ambipolyar diffuziya nəticəsində divarlarda məhv olur. Metastabil atomlar birbaşa həyəcanlaşma nəticəsində yaranır, elektron zərbəsi ilə qonşu səviyyələrə keçid nəticəsində dağılır. Bütün boşalma cərəyanı elektronlar vasitəsilə daşınır, normal atomların konsentrasiyası modullaşmır və ox boyunca sabit qalır.

Boşalma cərəyanı kiçik dərinlik əmsalı ilə

$$J(t) = j_0 + j_1 e^{i\omega t}, \quad |j_1| \ll j_0 \quad (12)$$

kimi modulyasiya etdikdə $n(t), N_m(t), E(t)$ kəmiyyətləri də

$$\begin{aligned} n_e(t) &= n_0 + n_1 e^{i\omega t}, \quad |n_1| \ll n_0 \\ N_m(t) &= N_{m0} + N_1 e^{i\omega t}, \quad |N_1| \ll N_{m0} \\ E(t) &= E_0 + E_1 e^{i\omega t}, \quad |E_1| \ll E_0 \end{aligned} \quad (13)$$

şəkildə modulyasiyaya məruz qalır. Burada n_1, N_1, E_1 uyğun parametrlərin kompleks amplitudlarıdır. Bir qayda olaraq $\alpha_{mi}, \tau_a, \alpha_m, b_e$ elektrik sahəsinin intensivliyindən zəif asılı olur. Buna görə də (9-11) sistemini xəttiləşdirərkən bu asılıqlar nəzərdən atılır və bu kəmiyyətlərə sabit kimi baxılır. Birbaşa həyəcanlaşmanın reaksiya sürəti α_{0m} isə E -dən güclü asılı olduğu üçün bu asılılığı nəzərə almaq məqsədi ilə onu E_1 -in dərəcələri üzrə aşağıdakı şəkildə sıraya ayırmaq:

$$\alpha_{0m}(t) = \alpha_{0m}(E_0) + \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_1 e^{i\omega t} +$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{d^2 \alpha_{0m}}{dE^2} E_1^2 e^{2i\omega t} + \dots \quad (14)$$

(12-14) ifadələrinin (9-11) sistemində nəzərə alınıb. Xətiləşdirilmiş parametrlərin stasionar qiymətləri və kompleks amplitudları üçün iki tənliklər sisteminə gətirir.

$$\begin{aligned} N_{m0} \alpha_{mi} \tau_a &= 1 \\ N_0 \alpha_{0m} (E_0) &= N_m \alpha_m \\ J_0 &= e b n_0 E_0 \end{aligned} \quad (15)$$

və

$$\begin{aligned} i \omega n_1 &= N_1 n_0 \alpha_{mi} \\ i \omega N_1 - N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_1 n_0 + N_1 \alpha_m n_0 &= 0 \\ j_1 &= e b (n_1 E_0 + n_0 E_1) \end{aligned} \quad (16)$$

(15) sistemi stasionar MS-nu xarakterizə edir, (16) sistemi isə parametrlərin kiçik rəqslərini təsvir edir. İkinci sistemin alınmasında birincinin nəticələri istifadə edilmişdir. (16) sisteminin n_1, N_1, E_1 -ə görə həlli MS-nun vahid uzunluğunun impedansı üçün

$$Z_1 = \frac{-\omega^2 + iB\omega}{AC - \omega^2 + iB\omega} R_0, \quad (17)$$

həllinə gətirir. Burada $N_0 \frac{d\alpha_{0m}}{dE} E_0 = A$, $\alpha_m n_0 = B$,

$\alpha_{mi} n_0 = C$, $\frac{E_0}{j_0} = R_0$ işarə edilmişdir. Həqiqi və xəyali hissənin ayrılması

$$\begin{aligned} |Z| &= \frac{\omega^2 (\omega^2 - AC) + B^2 \omega^2}{(AC - \omega^2)^2 + B^2 \omega^2} R_0 + \\ &+ i \frac{\omega ABC}{(AC - \omega^2)^2 + B^2 \omega^2} R_0 \end{aligned} \quad (18)$$

verir. Buradan

$$\operatorname{tg} \varphi_z = \frac{\omega ABC}{\omega^2 (\omega^2 - AC) + B^2 \omega^2} \quad (19)$$

və

$$|Z_1| = \left(\frac{\omega^2 + A^2 C^2 \omega^4 + B^4 \omega^4 - 2AC\omega^6}{((AC - \omega^2)^2 + B^2 \omega^2)^2} + \frac{2B^2 \omega^6 - 2ACB^2 \omega^4 + \omega^2 A^2 B^2 C^2}{((AC - \omega^2)^2 + B^2 \omega^2)^2} \right)^{1/2} \cdot R_0 \quad (20)$$

alınır.

(18-20) ifadələrinə əsasən hesablanmış impedans əyriləri 2a şəklində göstərilmişdir. Bu ifadələrə daxil olan

$A, B, C, N_0, n_0, E_0, \alpha_{0m}, \alpha_{mi}, \alpha_i$ [6] eksperimental nəticələrindən götürülmüşdür. Göründüyü kimi bu halda

impedans əyrisi alçaq tezliklərdə koordinat başlanğıcından başlanır. İmpedans induktiv xarakter daşıyır, tezlik artdıqca induktivlik artır. $\omega = 0$ olduqda $z = 0$ olması şərtindən görünür ki, MS- nun stasionar VAX-ı cərəyan oxuna paraleldir. Çox alçaq tezliklərdə

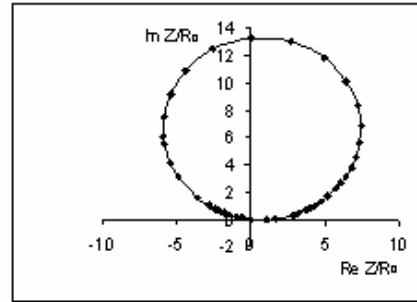
$\varphi_z > \frac{\pi}{2}$ olduğu üçün sütun neqatron xassəsinə malikdir.

İmpedansın modulu $|Z|$ tezliyin $\nu = 13 \text{kHz}$ qiymətində z maksimal qiymətini alır. Bu xarakterik tezlik \sqrt{AB} tərtibindədir. Tezliyin daha yüksək qiymətlərində impedansın induktiv toplananı azalır və $\omega = \infty$ şərtində həqiqi qiymət alır.

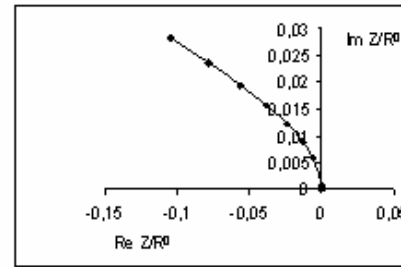
Şəkil 2b-də impedansın çox alçaq və çox yüksək tezliklərdə dəyişmələri daha böyük miqyasda göstərilmişdir. İmpedansın çox yüksək tezliklərdəki hüddud qiyməti təmiz omik xarakter daşıyır və MS-nun

sabit cərəyanı olan müqaviməti $R_0 = \frac{E_0}{I_0}$ -a bərabər olur.

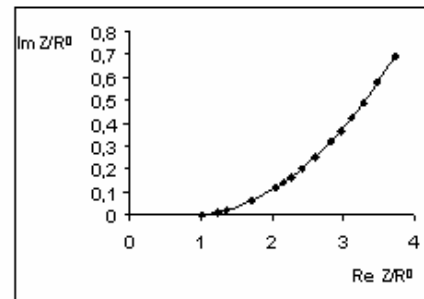
b) Metastabil atomların borunun divarlarında diffuziya nəticəsində məhv olduğu hal.



a)



b)



Şəkil 2. a) Metastabil səviyyələrin elektron zərbəsi ilə dağıldığı halda hesablanmış impedans əyrisi; b) Çox alçaq və çox yüksək tezliklərdə impedans əyrisinin daha böyük miqyasda qurulmuş üç hissələrinin görünüşü.

Bu halda sistem aşağıdakı şəklə düşür:

$$\frac{dn_e}{dt} = N_m \alpha_{mi} n_e - \frac{n_e}{\tau_a} \quad (21)$$

$$\frac{dN_m}{dt} = N_0 \alpha_{0m} n_e - \frac{N_m}{\tau_m} \quad (22)$$

$$j = n_e e b_e E \quad (23)$$

Burada τ_m -həyəcanlanmış metastabil atomların divara doğru diffuziyası nəticəsində yaşama müddətidir.

Xəttiləşdirilmiş (21-23) sisteminin həllindən MS-nun vahid uzunluğunun impedansı üçün aşağıdakı ifadə alınır

$$Z_1 = \frac{-(CD + \omega^2)\tau_m + i\omega}{(AC - DC - \omega^2)\tau_m + i\omega} R_0 \quad (24)$$

Burada $D = N_0 \alpha_{0m}$ işarə edilmişdir. Həqiqi və xəyali hissəsinin ayrılması

$$Z_1 = \frac{-(AC^2D - AC\omega^2 + C^2D^2 + 2\omega^2CD + \omega^4)\tau_m^2 + \omega^2}{(AC - CD - \omega^2)\tau_m^2 + \omega^2} R_0 + i \frac{\omega AC \tau_m}{(AC - CD - \omega^2)\tau_m^2 + \omega^2} R_0 \quad (25)$$

ifadəsinə gətirir. İmpedansın arqumenti və modulu üçün aşağıdakı ifadələr alınır

$$tg \varphi_z = \frac{AC \tau_m \omega}{\omega^4 \tau_m^2 + \omega^2 + CD \tau_m^2 \omega^2 + D^2 C^2 \tau_m^2 - AC \omega^2 \tau_m^2 - AC^2 D \tau_m^2} \quad (26)$$

$$|Z_1| = \left[\frac{(\omega^4 \tau_m^2 + \omega^2 + 2DC \tau_m^2 \omega^2 + D^2 C^2 \tau_m^2 - AC \omega^2 \tau_m^2 - AC^2 D \tau_m^2)^2}{(AC \tau_m - DC \tau_m - \omega^2 \tau_m)^2 + \omega^2} + \frac{\omega^2 A^2 C^2 \tau_m^2}{(AC \tau_m - DC \tau_m - \omega^2 \tau_m)^2 + \omega^2} \right]^{\frac{1}{2}} R_0 \quad (27)$$

(26), (27) ifadələrinə əsasən hesablanmış impedans əyrisi şəkil 3-də göstərilmişdir. VAX-ın enən xarakterinə uyğun olaraq alçaq tezliklərdə əyri mənfi həqiqi qiymətdən başlanır, yəni MS neqatron xassəsinə malik olur.

yüksək tezliklərdə impedansın hədd qiyməti təmiz omik karakter daşıyır və MS-nun sabit

cərəyana olan müqaviməti $R_0 = \frac{E_0}{I_0}$ -a bərabər olur.

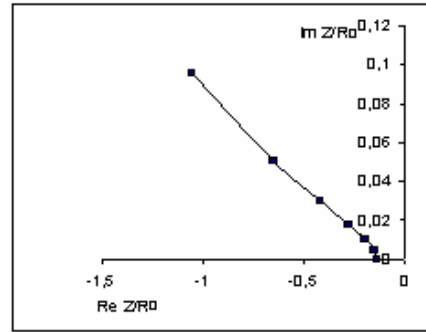
3. PİLLƏLİ İONLAŞMA-HƏCMI REKOMBİNASIYA REJİMİ.

Həcmi rekombinasiya rejimində MS-u xarakterizə edən tənliklər sistemi aşağıdakı şəklə düşür

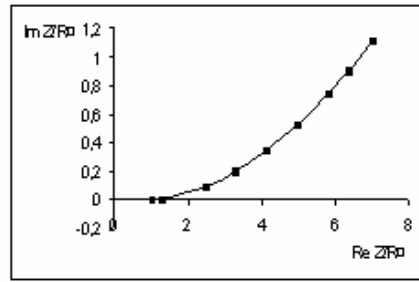
$$J(t) = eg(R) b_e n(t) E(t) \quad (28)$$

$$\frac{dN_m}{dt} = N_0 \alpha_{0m}(E) n(t) - \left[\alpha_m n(t) + \frac{1}{\tau_m} \right] N_m(t) \quad (29)$$

a)



b)



Şəkil 3. a) Metastabil atomların borunun divarlarına diffuziyası nəticəsində məhv olduğu halda hesablanmış impedans əyrisi; b) Çox alçaq və çox yüksək tezliklərdə impedans əyrisinin uc hissəsinin daha böyük miqyasda görünüşü.

$$\frac{dn(t)}{dt} = N_m(t) \alpha_{mi} n(t) - \beta n^2(t) \quad (30)$$

Burada β -həcmi rekombinasiya əmsəlidir.

Bu sistemin xəttiləşdirilməsi baxılan kəmiyyətlərin kompleks amplitudlarına nəzərən tənliklər sisteminə gətirir. Sistemin həllindən MS-un vahid uzunluğunun impedansının modul və arqumentinin aşağıdakı ifadələri alınır.

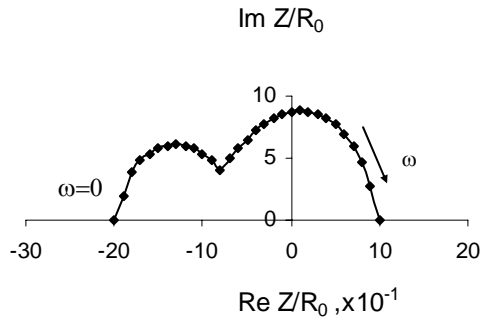
$$Z = \frac{E_0}{J_0} \sqrt{\frac{P^2(\omega^2 - \omega_0^2)}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + k^2 \omega^2} + \frac{P^4 k^4 \omega^2}{[(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + k^2 \omega^2]^2}} \quad (31)$$

$$\varphi_z = \arctg \frac{P^2 k \omega}{\omega_0^2 L^2 + (k^2 - P^2 - 2\omega_0^2) \omega^2 + \omega^4} \quad (32)$$

Burada $k = -\frac{N_0 \alpha_{0m} n_0}{N_{m0}} + \beta n_0$,

$$L = 2\alpha_{mi} n_0 - \frac{N_{m0} \alpha_{mi}}{\tau_m} + \frac{N_0 \alpha_{0m} n_0^2 \beta}{N_m} \quad \text{işarə}$$

edilmişdir. Bu ifadələrə əsasən qurulmuş tezlik diaqramları şəkil 4-də göstərilmişdir.



Şəkil 4. Pİlləli ionlaşma-həcmi rekombinasiya rejimində qurulmuş tezlik diaqramları.

Alınmış impedans əyrilərinin müqayisəsindən görünür ki, birbaşa ionlaşma rejimində impedans diaqramını sadə xarakter daşıyır. Tezliyin kiçik qiymətlərində əyri koordinat başlanğıcından başlayır, impedans induktiv xarakter daşıyır və birinci kvadrantda yerləşir, yəni cərəyan şiddəti gərginlikdən $0 \div \frac{\pi}{2}$ intervalında geri

qalır, $\omega_0 \approx \tau_a^{-1}$ tərtibli tezlikdə maksimum qiymət alır, sonra azalaraq çox böyük hüdud tezliklərində həqiqi qiymət alır.

Pİlləli ionlaşma-ambipolyar diffuziya rejimində metastabil səviyyələrin elektron zərbəsi ilə dağıldığı halda impedans əyrisi koordinat başlanğıcından başlanır ikinci kvadranta keçir, yəni impedans induktiv xarakter daşıyır, cərəyan şiddəti ilə gərginlik arasındakı faza fərqi

$\frac{\pi}{2} \div \pi$ arasında olur. Kiçik tezliklərdə MS neqatron xassəsinə malik olur. Tezlik artdıqca impedansın modulu artır $\omega_0 \approx \tau_a^{-1/2} (\alpha_m n)^{-1/2}$ tərtibli tezlikdə maksimum qiymət alır, sonra azalaraq çox böyük hüdud tezliklərində MS-nun sabit cərəyana müqavimətinə bərabər həqiqi qiymət alır.

Bu rejimdə metastabil səviyyələrin diffuziya nəticəsində dağıldığı halda impedans əyrisi mənfi həqiqi qiymətdən başlanır, yəni MS neqatron xassəsinə malik olur, statik VAX enən xarakter daşıyır. Halbuki birbaşa ionlaşma rejimində və metastabil səviyyələrin elektron zərbəsi ilə dağıldığı halda VAX cərəyan oxuna paralel olur. Metastabil səviyyələrin diffuziya nəticəsində dağıldığı halda impedansın modulunun maksimal qiyməti $\omega_0 \approx \tau_a^{-1/2} \tau_m^{-1/2}$ tərtibli tezlikdə alınır.

Pİlləli ionlaşma-həcmi rekombinasiya halında impedans əyrisi ikili struktura malik olur. Alçaq tezlikli birinci budaq ionlaşmanın baş verdiyi metastabil səviyyələrin dolub-boşalmasının inersiyası ilə, yüksək tezlikli ikinci budaq isə yüklü zərrəciklərin konsentrasiyasının qərarlaşması ilə əlaqədardır. Buna uyğun olaraq impedansın modulunun maksimumları $(\tau_m + \alpha_m n)^{-1}$ və τ_a^{-1} tərtibli tezliklərdə baş verir.

[1]. Pfau S., Rutscher A., Deutsh H., Die Impedanz der positiven Saule stromschwacher Edelgasentladungen. Beitrage aus der Plasma Physic, 1970, B.10, №4, 5; S. 329-346.
 [2]. Привалов В.Е., Шишов С.И. Исследование импеданса слаботочного тлеющего разряда в трубках малого диаметра. ЖТФ, 1989, т.59, вып. 7, стр. 204-208.
 [3]. Мурадов А.Х. К динамической теории разряда в ионизационно-рекомбинационном режиме. Изв. ВУЗ-ов "Радиофизика" 1988, т. 31, № 6, с. 763-766.
 [4]. Каган Ю.М., Лягущенко Р.И., Миленин В.М., Мурадов А.Х. О модулированном режиме ПС разряда ЖТФ, 1975, т. 45, № 5, с. 1019-1025.

[5]. Каган Ю.М., Миленин В.М., Мурадов А.Х. Исследование оптических параметров ПС модулированного разряда в гелии. Оптика и спектроскопия. 1976, т. 40, № 2, с. 235-239
 [6]. б.А.Х.Мурадов Докт., Дисс., Динамические свойства и ускорение электронов в нестационарной и неоднородной плазме положительного столба разряда. Харьковский ГУ. (1993).