

УДК 544.622 (045)

О.М. Зубченко, канд. техн. наук, доц.  
Л.І. Павлюх, асп.**РОЗПОДІЛ ЗАРЯДІВ НА МЕЖІ РЕЧОВИН РІЗНОЇ ПРИРОДИ***Розглянуто дискретний розподіл надлишкових зарядів по поверхні електрода й особливості структури електричного поля поблизу поверхні електрода.**In article discrete distribution of plentiful charges on the electrode surfaces and features of structure of electrical field near the electrode surface is considered.***Вступ**

Цілий ряд фізичних явищ (електроконвективний рух рідких діелектриків, залежність потоку від напруження та часу технологічних процесів, електроочищення діелектричних рідин, електрогазоочищення та ін.), що відбуваються, проходять при порівняно слабких електричних полів, пов'язують з утворенням надлишкових об'ємних електричних зарядів, які переміщуються в електричному полі електродів.

Природно б було вважати, що надлишкові заряди в діелектриках утворюються за рахунок переходу електронів через межу розділу електрод-діелектрик. Проте за слабких електричних полів згідно з класичною механікою такий перехід низькоенергетичних електронів неможливий, а згідно з квантовою механікою ймовірність переходу електрона за рахунок тунельного ефекту дуже мала [1].

**Аналіз досліджень**

Явища, які досліджуються в рідких діелектриках (електроконвективний рух, сила струму від напруги), можуть бути пояснені тільки в разі такої концентрації надлишкових зарядів у міжелектродному просторі, яку не можуть забезпечити процеси іонізації, що залучаються:

- термічна іонізація;
- ударна іонізація;
- електролітична дисоціація;
- фотоіонізація.

Отже, особлива (нетермічна) природа іоноутворення в рідинах, які досліджуються, зумовлює появу дуже великих об'ємних електричних зарядів, об'ємних сил та тиску.

Заряди збільшуються при цьому прямопропорційно прикладеним напругам, а сили та тиски – пропорційно навіть їх квадратам. Установивши подібність цих залежностей у рідких і твердих діелектриках з аналогічними залежностями в електролітах, довели, що тверді та рідкі діелектрики мають іонну провідність.

**Постановка завдання**

Оскільки електрохімічні реакції відбуваються на межі електрод – розчин, то елементарний акт електрохімічної реакції зводиться до переходу електрона через межу розділу електрод – розчин, а теорія цього переходу потребує подальшого розвитку так само, як і теорія переходу електрона через межу розділу електрод – діелектрик.

Визначення істинної напруги електричного поля, яка діє на заряджені частинки (електрони, іони), є задачею, яка практично не вирішується. Для оцінювальних розрахунків у першому наближенні цю задачу спростили такими припущеннями:

- поверхня електрода математично гладка;
- електроди виготовлені з однорідного матеріалу;
- по поверхні електрода заряди розподілені безперервно з поверхневою густиною:

$$\sigma = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta S} = \frac{dq}{dS}.$$

**Виклад основного матеріалу**

В об'ємі діелектрика, який досліджується, заряди розподілені безперервно з об'ємною густиною:

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta q}{\Delta V} = \frac{dq}{dV},$$

де  $\Delta S, \Delta V, \Delta q$  – відповідно елемент площі, об'єму та заряду, що перебуває в елементі об'єму або припадає на елемент площі.

Як відмічено в роботі [2], для розрахунку електростатичних полів можна скористатися математичним апаратом (рівняннями Пуассона та Лапласа), який розроблено у зв'язку з вивченням поля тяжіння вагомих мас. Розрахункові формули, отримані при використанні всіх припущень, найпростіші. Наприклад, макроскопічна напруга електричного поля між плоскими паралельними електродами:

$$E_m = \frac{\sigma}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{U}{\delta}, \quad (1)$$

де  $\sigma$  – поверхнева густина зарядів;

$\varepsilon$  – відносна діелектрична проникність діелектрика;

$\varepsilon_0$  – абсолютна діелектрична проникність вакууму;

$U$  – напруга, прикладена до електродів;

$\delta$  – відстань між електродами.

При цьому  $E_m$  складається з напруженості електричного поля катода і анода:

$$E_{n_1}^- = \frac{\sigma^-}{2\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{U}{2\delta}; \quad (2)$$

$$E_{n_2}^+ = \frac{\sigma^+}{2\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{U}{2\delta}, \quad (3)$$

де  $n_1$  і  $n_2$  – кількість надлишкових зарядів на поверхні катода і анода;

$\sigma^-$  і  $\sigma^+$  – поверхнева густина зарядів відповідно на катоді та аноді.

Під час розрахунків вважаємо, що мікрориступи мають форму витягнутого півеліпсоїда руху, розташованого на площині. Тоді коефіцієнт посилення локального електричного заряду можна знайти за формулою

$$E_{\text{лок}} = E_m m = E_m \frac{2l^3}{(1-n) \left( \ln \frac{1+l}{1-l} - 2l \right)}, \quad (4)$$

де  $l$  – ексцентрисна еліпсоїда:

$$l = \sqrt{1 - \left( \frac{b}{h} \right)^2},$$

$h$  і  $b$  – велика та мала півосі еліпсоїда.

Зміну локального електричного поля в області мікрориступу показано на рис. 1.

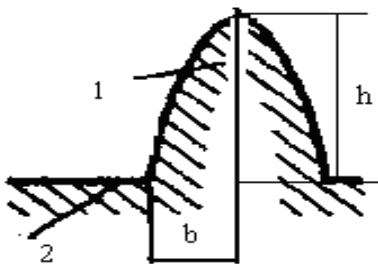


Рис. 1. Мікрориступ у формі витягнутого півеліпсоїда обертання на площині (електроді):

1 – мікрориступ;

2 – площина (поверхня) електрода;

$b$  – мала піввісь еліпсоїда;

$h$  – велика піввісь еліпсоїда

Проекції вектора  $E_{\rho_{\text{лок}}}$  і  $E_{z_{\text{лл}}}$  у декартових координатах визначаються виразами

$$E_{\rho_{\text{лок}}} = E_m m_\rho = E_m \frac{z\rho}{c(b^2 + \theta)} \frac{\left( \frac{h^2 - b}{h^2 + \theta} \right)^{\frac{3}{2}}}{1 - \frac{z^2(h^2 - b^2)}{h^2 + \theta^2}}; \quad (5)$$

$$E_{z_{\text{лл}}} = E_m m_z = E_m \left\{ \begin{aligned} & 1 + \frac{z^2}{c(h^2 + \theta)} \frac{\left( \frac{h^2 - b^2}{h^2 + \theta} \right)^{\frac{3}{2}}}{1 - \frac{z^2(h^2 - b^2)}{(h^2 + \theta)^2}} \\ & - \frac{1}{c} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \left( \frac{h^2 - b^2}{h^2 + \theta} \right)^{\frac{1}{2}}}{1 - \left( \frac{h^2 - b^2}{h^2 + \theta} \right)^{\frac{1}{2}}} - \left( \frac{h^2 - b^2}{h^2 + \theta} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

Зв'язок криволінійної координати  $\theta$  ( $\theta \geq 0$ ), з декартовими координатами  $\rho$  і  $z$  виражається рівнянням поверхні еліпсоїда обертання

$$\frac{\rho^2}{b^2 + \theta} + \frac{z^2}{h^2 + \theta} = 1$$

за граничних умов  $\varphi_{z=0} = 0$  (на поверхні) та  $\varphi_{\theta=0} = 0$  (на поверхні виступу). Потенціал поля мікрориступу в однорідному зовнішньому полі:

$$c = \text{arth} \left( 1 - \frac{b^2}{h^2} \right)^{\frac{1}{2}} - \left( 1 - \frac{b^2}{h^2} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \ln \frac{1+l}{1-l} - l.$$

Рівняння показують, що навіть для паралельних плоских електродів розгляд мікрогеометрії поверхні сильно ускладнює розрахункові формули. Проте їх використання корисно, тому що розраховані за ними величини  $E_{\text{лок}}$  виявилися на декілька порядків більшими від  $E_m$  і здатні пояснити багато явищ, наприклад, пробій діелектрика  $E_m \geq 10^8$  В/м.

Аналізуючи вплив структури електрода на емісійні властивості катода, можна зробити висновок, що виготовлення ідеально однорідних електродів макроскопічних розмірів досі нездійсненне.

Використані електроди виготовляються з масивних шматків металу або являють собою нанесені на підкладку шари. Структура таких матеріалів полікристалічна, і тому поверхні електродів – це нерегулярна мозаїка з різних граней монокристалів з різною орієнтацією відносно до геометричної поверхні зразка.

Оскільки робота виходу електронів з різних граней має різну величину, всередині електрода електрони переходять із граней монокристалів, що мають меншу роботу виходу електронів, на грані монокристалів, що мають більшу роботу виходу електронів.

Таким чином, поверхні електродів ще до накладення зовнішнього електричного поля не є електронейтральними.

Окремі “плями” (ділянки) електродів мають надлишкові заряди. За межами поверхні таких електродів існує контактне поле “плям”, що простягається над поверхнею на відстані геометричних розмірів “плям”. При цьому обмежуються відстанню так званою лінією схеми “плям”, припускаючи, що в межах кожної “плями” локальні значення роботи виходу електронів та річардсоновської сталої незмінні.

У разі накладання напруги на електродах з’являються додаткові надлишкові заряди, електричне поле яких накладається на електричне поле “плям” (рис. 2).

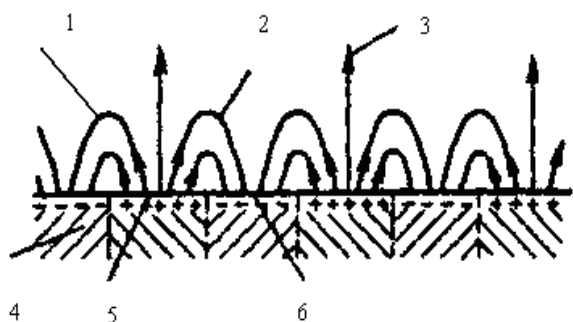


Рис. 2. Електричне поле полікристалічного електрода (анода) у разі неперервного розподілення зарядів по поверхні плями:

- 1 – вакуум;
- 2 – силові лінії електричного поля плям;
- 3 – силові лінії електричного поля надлишкових зарядів, що перебувають на електроді;
- 4 – електрод;
- 5 – грані монокристалів, робота виходу електронів з яких у вакуум дорівнює  $\Phi_1$ ;
- 6 – грані монокристалів, робота виходу електронів з яких у вакуум дорівнює  $\Phi_2 > \Phi_1$

Заряджені плями розподілені на поверхні електрода на відстані один від одного:

$$a = \sqrt{\frac{e^-}{\sigma}}$$

Факт неоднорідності матеріалу електрода дозволив у низці випадків пояснити вимірювані струми за  $E_M = 10^6 - 10^8$  В/м.

У літературі [3; 4] описано дані результатів багатьох досліджень, в яких за  $E_M \leq 5 \cdot 10^5$  В/м спостерігались фізичні явища, пояснити які дуже важко. До них належить:

- електронна емісія;
- зменшення роботи виходу електронів з металу в гексаметилфосфортриаміді;
- обернено пропорційна величині  $E_M$ ;
- зарядження частинок з кварцу, флюориту та сірчистого свинцю в разі їх скочування по кадмієвому та мідному лотках, що перебувають під потенціалом [2];
- лінійна залежність кількості зарядів, що пройшли через межу розділу електрод – діелектрик від величини  $E_M$  [3];
- електроконвективний рух рідких діелектриків;
- електроочищення рідин [4].

Згідно з описаною корпускулярною структурою електрики видно, що за як завгодно слабких зовнішніх електричних полів поблизу поверхні електрода існують сильні місцеві електричні поля дискретно розташованих надлишкових зарядів, під впливом яких відбувається надбар’єрний перехід низькоенергетичних теплових електронів через межу електрод – діелектрик.

Припустимо, що кожен надлишковий електрон  $e^-$ , який надходить від джерела напруги, і є “атомом електрики” з розмірами не більше  $10^{-4}$  м, не розмиваючись неперервним шаром по поверхні площі  $e^- / \sigma$ , а рухаючись навколо одного з атомів поверхні катода (перебуваючи в енергетичному рівні не нижче заповнених рівнів атома металу), утворює негативний іон (рис. 3, а). На аноді в результаті відводу електронів до джерела напруги кожен надлишковий позитивний заряд являє собою позитивний іон – атом металу, в якого не вистачає одного електрона на енергетичному рівні (рис. 3, б).

Уявлення про дискретний розподіл надлишкових зарядів по поверхні електрода приводить до якісно нової структури електричного поля поблизу поверхні електрода та дозволяє пояснити перехід електронів через межу розділу електрод – діелектрик за слабких зовнішніх полів.

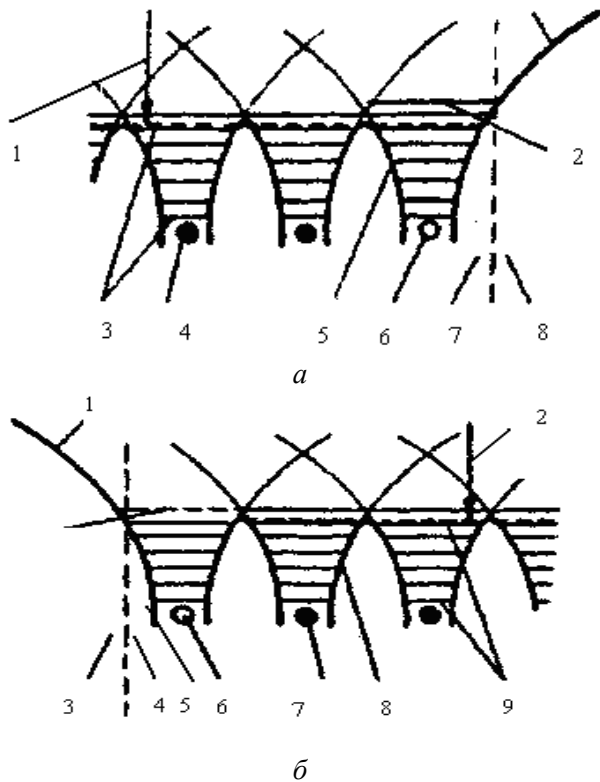


Рис. 3. Схема розміщення потенціальних бар'єрів та енергетичних зон на електроді:

- a* – на катоді:  
 1 – зона провідності;  
 2 – енергетичний рівень надлишкового електрона;  
 3 – валентна зона;  
 4 – ядра атомів електродів;  
 5 – потенціальний бар'єр між атомами електрода (металу);  
 6 – атом металу з надлишковим електроном (негативний іон);  
 7 – катод;  
 8 – вакуум;  
*б* – на аноді:  
 1 – вільний енергетичний рівень;  
 2 – зона провідності;  
 3 – вакуум;  
 4 – анод;  
 5 – потенціальний бар'єр межі розділу електрод-вакуум;  
 6 – атом металу, у якого не вистачає анодного електрона (позитивний іон);  
 7 – ядра атомів електродів;  
 8 – потенціальний бар'єр між атомами електрода (металу);  
 9 – валентна зона

Оскільки в частинках речовини (атомах, молекулах, іонах) електрони утримуються електричними полями з напруженістю не менше  $10^{10}$  В/м, а в дослідях [2; 5] перехід електронів спостерігався за величини не більшої, ніж  $5 \cdot 10$  В/м, припускаємо, що, якщо зовнішні електричні поля  $E_m$  та  $E_{лок}$  слабкі, існують місцеві сильні електричні поля  $E_{мікро} > 10^{10}$  В/м.

Ураховуючи це, структура електричного поля системи паралельних електродів має вигляд, як показано на рис. 4, *a*.

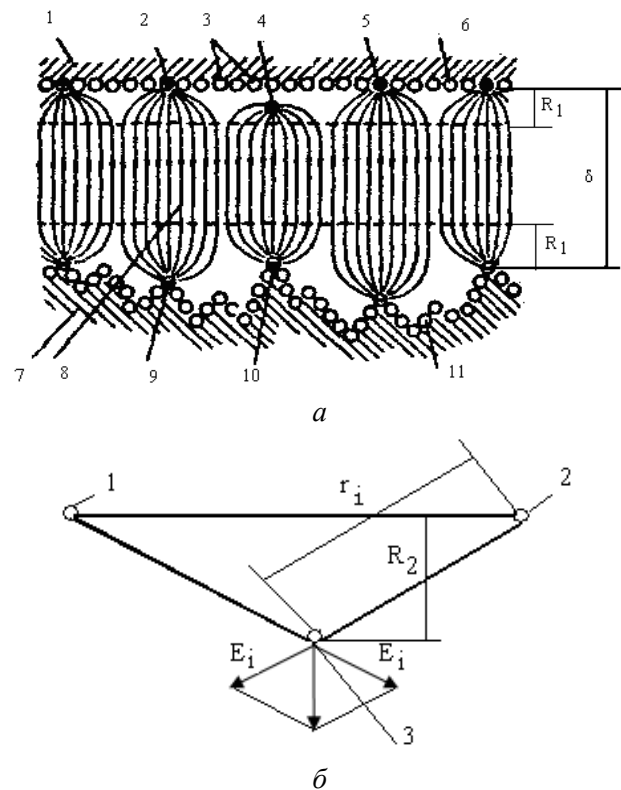


Рис. 4. Структура електричного поля між паралельними електродами при дискретному розподілі зарядів по поверхні електрода (*a*) та схема сил, діючих на іон (*б*):  
*a*: 1 – анод, поверхня якого є атомноплоскою; 2 – позитивні іони; 3, 6, 11 – електронейтральні атоми металу електродів; 4 – позитивний іон, що віддаляється від анода; 5 – позитивний іон; 7 – катод, поверхня якого містить мікроступи; 8 – силові лінії електричного поля; 9, 10 – негативні іони;  
*б*: 1, 2 – позитивні іони; 3 – позитивний іон, що віддаляється від анода

Із рис. 4, *a* видно, що навіть у випадку атомноплоских монокристалічних електродів електричне поле не однорідне, а ніби складене з пучків силових ліній, густина яких приблизно однакова в середній частині міжелектродного простору і дорівнює  $E_m$ .

До об'єму міжелектродного простору, віддаленого від електродів, можна застосовувати формули електростатики (1), (4)–(6). Із наближенням до електродів пучки силових ліній стискаються і закінчуються на атомах з надлишковими зарядами, тобто на іонах, дискретно розкиданих на поверхні електрода. Чим менша напруга, прикладена до електродів, тим більша відстань між зарядами на поверхні електрода і тим на більшій відстані від поверхні електрода електричне поле відрізняється від однорідного.

Надлишковий заряд позитивного іона зосереджений в ядрі, розміри якого на чотири порядки менші від розмірів атома, і його електричне поле можна розраховувати як поле точкового заряду. Надлишковий заряд негативного іона створюється за рахунок наявності надлишкового електрона на зовнішній електронній оболонці атома, тобто надлишковий негативний заряд розподілений в електронній оболонці негативного іона.

У першому наближенні електричне поле негативного іона можна розраховувати як електричне поле сфери з зарядом, рівномірно розподіленим по його поверхні. Поза об'ємом, зайнятим такою сферою, електричне поле його дорівнює електричному полю точкового заряду, зосередженого в центрі сфери.

Тонка (уточнена) структура електричного поля поблизу поверхні електрода характеризується, принаймні, чотирма особливостями.

Першою особливістю цієї структури є існування поблизу іонів металу на відстані  $r = 2 \div 3 \text{ \AA}$  сильних місцевих електричних полів за як завгодно слабких зовнішніх макроскопічних електричних полів  $E_m$ :

$$E_{\text{мікро}} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r^2};$$

$$E_{\text{мікро}} = (1,7 \div 3,8)10^{10} \text{ В/м.}$$

Другою особливістю тонкої структури є те, що електричне поле різко неоднорідне навіть у випадку атомноплоскої неоднорідної поверхні електрода і за  $r = 2 \div 3 \text{ \AA}$ :

$$\text{grad}E_{\text{мікро}} = \frac{e}{2\pi\epsilon_0 r^2};$$

$$\text{grad}E_{\text{мікро}} = (1 \div 3,6)10^{20} \text{ В/м.}$$

Третя особливість тонкої структури полягає у збільшенні напруженості електричного поля, яке діє на заряд, що рухається від однойменно зарядженого електрода до протилежно зарядженого. На рис. 4, б показано, що іон б, що віддаляється від поверхні анода, відштовхується іонами 5, що знаходяться на поверхні анода. Сумарна напруженість "штовхального" електричного поля цих іонів визначається як

$$E_2^+ = \frac{e}{2\pi\epsilon_0 r^2} \sin \frac{h_2}{r_2}.$$

Вираз для "штовхального" поля всіх  $n_2$  іонів анода буде мати вигляд

$$E_{n_2}^+ = \frac{n_2 e}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^{n_2} \frac{\sinh_2/r_i}{r_i^2}, \quad (7)$$

де  $h_2$  – відстань від іона б до поверхні анода;

$r_i$  – відстань від іона б до  $i$ -го іона, розташованого на поверхні анода.

Беручи до уваги формули (1)–(3), (7), сумарне електричне поле, що діє на іон, який віддаляється від анода, визначається виразом

$$E = \frac{\sigma -}{2\epsilon\epsilon_0} + \frac{n_2 e}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^{n_2} \frac{\sinh_2/r_i}{r_i^2}. \quad (8)$$

З виразу (8) випливає, що чим ближче іон б до поверхні анода, тим менше  $E_{n_2}^+$  і менше  $E$ .

Іони, розташовані на поверхні анода, піддаються впливу тільки "тягнучого" електричного поля катода  $E_{n_1}^-$ , оскільки із формули (7) випливає, що

$E_{n_2}^+ \rightarrow 0$  за  $h_2 \rightarrow 0$ . Чим далі іон від однойменно зарядженого електрода, тим більше  $h_2$  і більше

штовхальне поле  $E_{n_2}^+$ . За  $h_2$ , набагато більшій відстані між іонами на поверхні електрода,  $E_{n_2}^+$

визначається за формулою (3), а  $E$  буде дорівнювати  $E_m$ . З цього випливає, що у випадку паралельних електродів із віддаленням від однойменно зарядженого електрода діюче на іон поле

збільшиться в два рази від  $E = E_{n_1}^-$  до

$$E = E_{n_1}^- + E_{n_2}^+ = E_m.$$

Із наближенням із малою швидкістю до протилежно зарядженого електрода іон буде входити в зону дії одного з протилежно заряджених іонів катода і в разі відстані від нього в декілька ангстрем  $\text{Å}$  різко зросте до величини  $10^{10} \text{ В/м}$  [6; 7].

Замінивши у формулах (7), (8)  $n_2$  на  $n_1$ , отримаємо вираз для напруженості електричного поля, що діє на негативний іон, який рухається від катода.

Четверта особливість тонкої структури полягає в стрибкоподібній зміні  $E$  поблизу поверхні електрода. У разі подавання на електроди якої завгодно малої напруги частина атомів поверхонь буде заряджена і поблизу них електричне поле перевищуватиме  $10^{10} \text{ В/м}$ .

Поблизу решти атомів поле близьке до нуля. Електричне поле протилежно зарядженого електрода поляризує атоми поверхні, і електричне поле поблизу електронейтральних атомів поверхні більше нуля. Цим полем у першому наближенні нехтуємо.

Таким чином, за як завгодно малих  $E_m$  та  $E_{\text{лок}}$  поблизу поверхонь електродів існує сильне

$E_{\text{мікро}}$ , що перевищує  $10^{10}$  В/м. Збільшення прикладеної напруги приводить до появи надлишкових зарядів на інших атомах і мікроступах. При цьому поле збільшується стрибкоподібно поблизу них від  $E_{\text{мікро}} \approx 0$  до  $E_{\text{мікро}} > 10^{10}$  В/м. Для атомноплоскої поверхні цей процес буде продовжуватися до полів  $E_{\text{м}}$  та  $E_{\text{лок}}$ , що дорівнюють приблизно  $10^{10}$  В/м.

У випадку шорсткої поверхні електрода збільшення  $U$  приведе до того, що на початку на деяких, а потім на багатьох мікроступах поверхонь електродів з'являться другі, треті та інші надлишкові елементарні заряди. Розташовуючись біля основи мікроступу, вони створюють "штовхальне" поле, збільшуючи стрибком  $E_{\text{мікро}}$  поблизу вершини мікроступу. Якщо виступи різної висоти, то на більш високих мікроступах поле буде збільшуватись також за рахунок появи зарядів на сусідніх мікроступах меншої висоти.

Спочатку уточнимо структуру діелектрика в приелектродній області, керуючись при цьому кінетичною теорією рідин. Тверде тіло по всьому об'єму є малорухомою структурою. Рідини і гази, що контактують з твердим тілом у тонкому шарі (декілька моноатомних шарів), є квазітвердими через вплив поверхні твердого тіла.

У системі тверде тіло-рідина у міру віддалення від поверхні твердого тіла структура речовини рідини стає більш рухомою і переходить із квазітвердого стану в квазірідкий, а потім у газоподібний із густиною частинок, що зменшується до об'ємної.

Уточнення структури діелектрика в приелектродній області, враховуючи дискретний розподіл надлишкових зарядів по поверхні електрода, дозволяє стверджувати, що за слабких зовнішніх електричних полів  $E_{\text{м}}$  перехід електронів через межу електрод-діелектрик є процесом обміну електронами між іонами поверхні електрода й адсорбованим (контактуючим) шаром частинок діелектрика, що знаходиться в квазітвердому або твердому стані, бо навіть у вакуумі ( $10^{-6}$  мм рт. ст.) моноатомний адсорбований шар утворюється за 1с. Порівнюючи потенціали поляризації атомів металів та металоїдів (табл. 1), бачимо, що вони мало відрізняються. Так само мало відрізняється робота виходу електронів у вакуум із металу та діелектрика (табл. 2) [8; 9].

Наявні відмінності потенціалів іонізації атомів різних металів та металоїдів слід пояснювати різною стійкістю їх електронних оболонок, а відмінності роботи виходу електронів у вакуум як із різних металів, так і з різних діелектриків – не тільки різною структурою поверхні [10], але і різною стійкістю електронної оболонки кожного атома. Проте, якщо враховувати тільки витрати енергії на подолання сил електростатичної взаємодії між електроном, який віддаляється, та позитивним іоном, який залишається, то з'ясується, що ці витрати приблизно однакові як для атомів металу, так і для атомів металоїдів. Це природно, оскільки електрони в ізолюваному атомі знаходяться в потенціальній ямі.

Зі зближенням ізолюваних атомів їх потенціальні бар'єри накладаються і в перетвореному вигляді мають форму, схематично показану на рис. 3.

Таблиця 1

#### Потенціали іонізації атомів різних елементів

Елемент	Потенціали іонізації, еВ
Li	5,39
Na	5,14
K	4,34
Cs	3,89
Mg	7,64
C	11,26
Al	5,98
Ni	7,63

Таблиця 2

#### Робота виходу електронів у вакуум з поверхні речовини

Речовина	Робота виходу електронів, еВ
NaCl	3–8
CsCl	2,3
KJ	2–7
CsJ	2–6
Li	2,49
Na	2,28
K	2,25
Cs	1,94
Mg	3,67
C (графіт)	4,81
Al	4,2
Ni	5,01
W	4,54

За теорією Я.І. Френкеля [11], при зближенні атомів металу їх електронні оболонки проникають одна в одну так далеко, що рух електрона навколо одного ядра стає неможливим і вони “колективізуються”. Потенціальний бар’єр межі розділу електрод – вакуум утворюється природним чином, якщо зближувати ізольовані атоми металу, що займають півпростір.

Згідно з роботою [11] при зближенні атомів діелектрика до рівноважних відстаней їх потенціальні бар’єри також накладаються, але електронні оболонки атомів не перекриваються (рис. 5, а, справа).

Електрони рухаються навколо “своїх” ядер. Форма потенціального бар’єра межі розділу діелектрик – вакуум аналогічна формі потенціального бар’єра межі розділу метал – вакуум. Для відривання електрона необхідне досить сильне електричне поле  $E_{\text{лок}}$ , що зменшує висоту і ширину потенціального бар’єра.

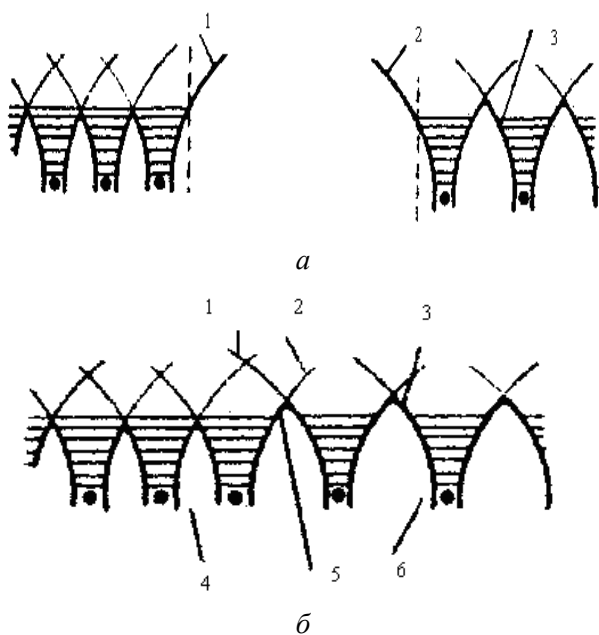


Рис. 5. Схема утворення потенціального бар’єра межі розділу метал – діелектрик:

а – відстань між металом і діелектриком набагато більша, ніж міжатомна відстань в конденсованому стані:

1 – розділ метал – вакуум;

2 – розділ діелектрик – вакуум;

3 – розділ між атомами діелектрика;

б – відстань між металом і діелектриком дорівнює міжатомній відстані в конденсованій речовині:

1 – розділ метал – вакуум;

2 – розділ метал – вакуум;

3 – розділ між атомами діелектрика;

4 – метал;

5 – розділ діелектрик – вакуум;

6 – діелектрик

У процесі зближення металу 4 і діелектрика 6 (рис. 5, а) їх потенціальні бар’єри 1, 2 меж розділу метал – вакуум і діелектрик – вакуум накладаються і при контакті металу з діелектриком, коли рівноважна відстань між атомами металу й атомами діелектрика близько 2-4 Å, потенціальний бар’єр 6 (рис. 5, б) між атомами металу й атомами діелектрика і потенціальний бар’єр між металом і діелектриком буде не більше потенціального бар’єра 3 між атомами діелектрика. Товщина бар’єра при цьому буде менша від відстані між атомами металу й атомами діелектрика.

Залежно від того, що межує з електродом (вакуум, неполярний діелектрик, полярний діелектрик чи електроліт), розміри заряджених плям мають різну величину, причому  $S_0 > S_1 > S_2 > S_3$ , що у відповідності з тонкою структурою електричного поля призводить до

$$E_{\text{мікро0}} > E_{\text{мікро1}} > E_{\text{мікро2}} > E_{\text{мікро3}},$$

а також

$$\text{grad}E_{\text{мікро0}} > \text{grad}E_{\text{мікро1}} > \text{grad}E_{\text{мікро2}} > \text{grad}E_{\text{мікро3}}.$$

Стиснення неполярного діелектрика буде меншим, ніж стиснення полярного, а стиснення полярного діелектрика, у свою чергу, буде менше стиснення між протилежно зарядженими іонами електроліту та електрода.

Отже, за рахунок надбар’єрного переходу низькоенергетичних (теплових) електронів у цьому випадку буде здійснюватися перехід електронів через межу розділу електрод – неполярний діелектрик, яка виявляється менше, ніж кількість електронів, що перейшли через межу електрод – полярний діелектрик, яка, в свою чергу, менша, ніж кількість електронів, що перейшли через межу розділу електрод – електроліт.

Низькоенергетичні (теплові) електрони переходять з негативних іонів металу катода на електронейтральні атоми діелектрика (електроліту) з утворенням негативних іонів діелектрика (електроліту). Також відбувається перехід низькоенергетичних електронів від електронейтральних атомів діелектрика (електроліту) на позитивні іони металу анода з утворенням позитивних іонів діелектрика (електроліту).

Крім того, в результаті надбар’єрного переходу електронів відбувається нейтралізація протилежно заряджених іонів, що наблизилися до електроду. Це добре узгоджується з даними дослідів, що показали, що електропровідність чистих неполярних діелектриків значно менша електропровідності полярних діелектриків, що мають електропровідність, яка на порядки величин менша від електропровідності електролітів.

## Висновки

Урахування корпускулярної структури електрики дозволило з'ясувати тонку структуру енергетичного поля надлишкових зарядів, дискретно розташованих по поверхні електроду, а також кількісно оцінити особливості тонкої структури поля. Це дозволило застосувати розроблений раніше автором механізм надбар'єрного переходу низькоенергетичних (теплових) електронів для пояснення переходу електронів через межу розділу електрод – діелектрик, не залучаючи квантове явище – тунелювання, пояснити елементарний акт електрохімічної реакції, включаючи окисно – відновну, обґрунтувати припущення, прийняті при поясненні процесу електроочищення рідин, а також розробити технологічні прийоми, що підвищують швидкість та якість електроочищення діелектричних рідин від механічних частинок забруднення. Запропонований механізм переходу електронів через межу розділу електрод – діелектрик можна застосувати для пояснення утворення подвійного електричного шару, електризації нафтопродуктів при перекачуванні та фільтрації, екзоелектронної емісії.

## Література

1. *Матвеев А.Н.* Электричество и магнетизм. – М.: Высш. шк., 1993. – 463 с.
2. *Зимон А.Д.* Адгезия пыли и порошков. – М.: Химия, 1997. – 480 с.
3. *Эрдей-Груз.* Основы строения материи. – М.: Мир, 1997. – 438 с.
4. *Олофинский Н.Ф.* Электрические методы обогащения. – М.: Недра, 2002. – 518 с.
5. *Кондратов О.И.* Исследование электрического прибора по поверхности изолятора в вакууме в однородном поле: дис. ... канд. техн. наук. – М., 1974. – 150 с.
6. *Остроумов Г.А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. – М.: Наука, 1999. – 320 с.
7. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. – М.: Наука, 1996. – 380 с.
8. *Фоменко В.С., Подчерниева И.А.* Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов. – М.: Атомиздат, 1975. – 330 с.
9. *Краткий справочник физико-химических величин.* – Л.: Химия, 1972. – 260 с.
10. *Шуппе Г.Н.* О проблемах работы выхода электронов адсорбции на металлах в зависимости от кристаллографических направлений // Эмиссионная электроника. – М., 1970. – Вып. 7(23). – С. 19–24.
11. *Френкель Я.И.* Кинетическая теория жидкостей. – Л.: Наука, 1975. – 340 с.

Стаття надійшла до редакції 21.12.07.