

ВИЗНАЧЕННЯ ОСНОВНИХ ГЕОМЕТРИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ КАПІЛЯРНОЇ СИСТЕМИ ДЛЯ ДОСЛІДНОГО ФОРМУВАННЯ УСТАЛЕНОГО ЗНАЧЕННЯ ПОТЕНЦІАЛУ ПРОТІКАННЯ

О.Ф.Козак

ІФНТУНГ, 76019, м. Івано-Франківськ, вул. Карпатська, 15, тел.(03422) 42111
e-mail: public@nuing.edu.ua

По результатам анализа теории двойного электрического слоя обобщены научные основы формирования требований к геометрическим характеристикам капиллярных систем для опытного определения состава технологических жидкостей по потенциалу протекания. Условия выбора основных геометрических характеристик капиллярных систем апробированы опытным путем. Разработан и испытан новый тип капиллярной системы – цилиндрический элемент, наполненный стеклянными шариками.

On the basis of the results of analysis of the double electrical layer theory scientific basis for the formation of requirements to capillary systems geometrics for experimental determination of composition of process liquids by their streaming potential have been generalized. The conditions of selection of basic capillary system geometrics have been experimentally tested. A new type of capillary system – a cylindrical element filled with glass balls, has been developed and tested.

Визначення концентрації, хімічного складу сумішей рідин широко застосовується з метою забезпечення протікання різноманітних технологічних процесів нафтогазової й нафтопереробної галузей відповідно до вимог технологічних регламентів. Як зазначалося раніше [1], перспективним з точки зору надійності є задача розроблення методики і пристрою для експрес-аналізу концентрації сумішей рідин на основі електрокінетичних явищ, зокрема, потенціалу протікання: виникнення різниці потенціалів під час руху рідини із властивостями електроліту через пористу перегородку чи капіляри під дією створеного ззовні перепаду тиску. За кордоном вивченню та дослідженню цього явища приділяється значна увага [2, 3].

Метою даної роботи є теоретичний аналіз електрокінетичного явища — потенціалу протікання для обґрунтування вибору основних геометричних характеристик капілярної системи та експериментальна перевірка такого вибору. Для розв'язання сформульованої задачі на першому етапі виконаний аналіз сучасної теорії подвійного електричного шару та явища потенціалу протікання. У контакті твердої поверхні з рідиною електричні заряди не виникають і не зникають, а тільки перерозподіляються між зазначеними фазами. Система зарядів, що при цьому утворюється, отримала назву подвійного електричного шару. Знаки зарядів поверхні та іонів, які знаходяться в рідині й притягнуті до поверхні електростатичними силами, є завжди протилежними.

За сучасними теоретичними уявленнями [2, 3, 4, 5, 6] подвійний електричний шар складається із двох частин: щільної — шару Штерна і дифузної — шару Гуї, що розділені зовнішньою ($x = x_2$) площиною Гельмгольца (рис. 1).

У щільному шарі безпосередньо з поверхнею контактують специфічно адсорбовані іони, тобто адсорбовані за нульового електростатич-

ного потенціалу. Ці іони частково дегідратовані або десольватовані з боку поверхні. Площа, на якій локалізуються електричні центри зазначених іонів ($x = x_1$), називається внутрішньою поверхнею Гельмгольца. Між внутрішньою й зовнішньою поверхнями Гельмгольца знаходяться неадсорбовані сольватовані іони.

Діелектрична проникність щільного шару значно менша за діелектричну проникність в об'ємі рідини, що зумовлено орієнтацією диполів молекул розчинника в цьому шарі як під дією електричного поля твердої поверхні, так і в результаті їхньої специфічної взаємодії. У дифузному шарі напруженість електричного поля значно менша, а тому діелектрична проникність складає приблизно таку ж величину, що й в об'ємі рідини.

Іони в шарі Штерна є нерухомими як і сам шар, що характеризується високим опором зсуву. Зміна потенціалу вздовж нормалі x до поверхні (рис. 1) від ψ_s до ψ_d приймається лінійною.

Потенціал на площині ковзання, яка реально розділяє щільну та дифузну частини подвійного електричного шару, отримав назву ζ (дзе́та) – потенціалу. На рис. 1 площина ковзання суміщена із зовнішньою поверхнею Гельмгольца. Варто зазначити, що в межах розглядуваної моделі місце площини ковзання до цього часу чітко невизначене. Окремі автори допускають рівність $\psi_d = \zeta$, але в загальному випадку ця площину слід розглядати саме в шарі Гуї [6, 7].

Просторовий розподіл електричного потенціалу може бути визначений з умов рівноваги всередині подвійного електричного шару та законів електростатики. Рівновага всередині подвійного шару досягається за рахунок компенсації електроміграційних потоків іонів дифузійними. За рахунок міграції в електричному полі подвійного шару протіють іони, що мають

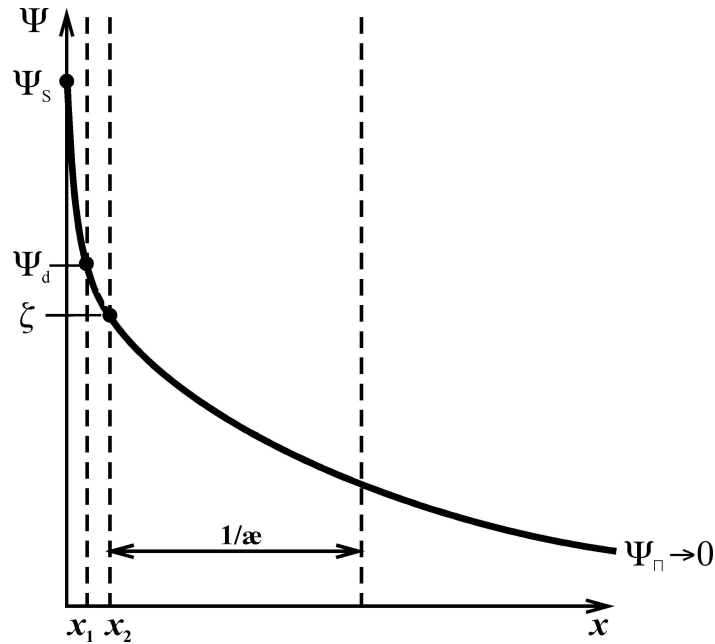


Рисунок 1 – Схематичний розподіл потенціалу в подвійному електричному шарі на межі твердого тіла з розчином електроліту

протилежний відносно заряду поверхні знак, мали б рухатись до поверхні, але їхня концентрація в цьому напрямку зростає. Тому зустрічний дифузійний потік цих же іонів повністю компенсує електроміграційний потік.

У теорії дифузійного шару Гуї-Чепмена [4] іони розглядаються як математичні точки, що знаходяться під дією молекулярного теплового, броунівського руху й електричних сил притягання до заряду твердої поверхні. Математично ця теорія стала прообразом теорії електролітів Дебая-Гюккеля [3], котра була розвинута десятильма роками пізніше.

Розподіл потенціалу всередині подвійного електричного шару задається рівнянням Пуассона [3, 4, 5]

$$\varepsilon\varepsilon_0\nabla^2\psi = -\rho_e, \quad (1)$$

де: ε – діелектрична проникність розчину електроліту; ε_0 – діелектрична проникність вакууму, Кл/(В·м); ψ – потенціал, В; ρ_e – густина заряду об'ємна, Кл/м³.

Якщо заряд i -го іона дорівнює $z_i \cdot e$, де z_i – валентність, додатня для катіона і від'ємна для аніона; e – елементарний заряд електрона, Кл, то об'ємна густина зарядів складає

$$\rho_e = \sum_{i=1}^N n_i \cdot z_i \cdot e, \quad (2)$$

де: n_i – кількість (концентрація) іонів валентності z_i в одиниці об'єму розчину, 1/м³; N – кількість різновидів іонів у розчині електроліту.

За Гуї й Чепменом надлишок іонів за знаком, протилежним до знаку заряду поверхні, має місце безпосередньо біля поверхні та зме-

ншується у міру віддалення від останньої за розподілом Больцмана

$$n_i = n_{i\infty} \exp\left[\frac{-z_i \cdot e \cdot \psi}{kT}\right], \quad (3)$$

де: $n_{i\infty}$ – концентрація іонів валентності z_i в описаному об'ємі розчину електроліту; k – стала Больцмана, Дж/К; T – абсолютна температура, К. Граничні умови: коли $n_i = n_{i\infty}$, то $\psi = 0$.

Для розрахунку потенціалу окремі заряди іонів замінюються неперервним просторовим розподілом заряду. Використавши формули (1), (2), (3), отримують рівняння Пуассона-Больцмана

$$\nabla^2\psi = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} \sum_{i=1}^N z_i \cdot n_{i\infty} \cdot \exp\left(-\frac{z_i e \psi}{kT}\right). \quad (4)$$

Для одновимірної задачі (рис. 1) з симетричним бінарним електролітом ($z^+ = -z^- = z$) останнє рівняння набуває такого вигляду:

$$\varepsilon\varepsilon_0 \frac{d^2\psi}{dx^2} = -n_\infty \cdot e \cdot z \left[\exp\left(-\frac{e\psi}{kT}\right) - \exp\left(\frac{ze\psi}{kT}\right) \right], \quad (5)$$

$$\text{або} \quad \varepsilon\varepsilon_0 \frac{d^2\psi}{dx^2} = 2n_\infty \cdot e \cdot z \cdot \text{sh}\left(z \cdot \frac{e\psi}{kT}\right), \quad (6)$$

де $n_{+\infty} = n_{-\infty} = n_\infty$.

Граничні умови для рівняння (6) такі: якщо $x = 0$, то $\psi = \psi_s$; якщо $x = \infty$, то $\psi = 0$.

За малих значень потенціалу поверхні (наприклад, $\psi_s \ll 0,025$ В) вираз $\left(\frac{ze\psi}{kT}\right)$ є мен-

шим за одиницю, що дає підстави здійснити апроксимацію Дебая-Гюккеля

$$sh\left(\frac{ze\psi}{kT}\right) \cong \frac{ze\psi}{kT} \text{ для } \frac{ze\psi}{kT} \ll 1. \quad (7)$$

Рівняння Пуассона-Больцмана (6) спрощується:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{2 \cdot e^2 \cdot z^2 \cdot n_\infty}{\epsilon\epsilon_0 kT} \cdot \psi = \kappa^2 \psi, \quad (8)$$

де

$$\kappa = \left(\frac{2 \cdot e^2 \cdot z^2 \cdot n_\infty}{\epsilon\epsilon_0 kT} \right)^{0,5}. \quad (9)$$

Розв'язок диференціального рівняння (8) з дотриманням граничних умов для рівняння (6) дає експоненту

$$\psi = \psi_s \cdot \exp(-\kappa \cdot x). \quad (10)$$

Отже, чим більша концентрація електроліту і чим вищий заряд протіонів, тим менш дифузним є подвійний шар і тим менша частка загального падіння потенціалу відповідає шару Гюі. На відстані від поверхні κ^{-1} потенціал зменшується у e разів, а на більших відстанях — прямує до нуля. Це дало підстави характеризувати товщину подвійного електричного шару за величиною дебаєвського радіуса екранування κ^{-1} . Тобто, площа на відстані $x = \kappa^{-1}$ визначає ефективну товщину подвійного шару [4].

Слід зазначити, що теорія дифузного шару Гюі-Чепмена строго відповідає тільки умовам нескінченно розведених розчинів електролітів. Для слабо розведених розчинів із високим потенціалом зарядів на поверхні порядку 0,15-0,25 В концентрація протіонів біля поверхні за розподілом Больцмана (3) досягає нереально високих значень, що пов'язано з нехтуванням об'ємом іона і заміною його точковим зарядом. Це дає змогу протіоніам теоретично розташовуватись як завгодно близько біля поверхні й зумовлює непомірно великі значення величин, що розраховуються.

Стосовно електрокінетичних явищ потенціалу протікання і електроосмосу в одинарному капілярі радіуса R та довжиною l зауважимо наступне. Сумарний масовий потік i -го іона j_i , кг/(м²·с) за рівнянням Нернста-Планка [3]

$$\bar{j}_i = \rho_{ei} \cdot \bar{w}_i - D_i \nabla \rho_{ei} - v_i \cdot z_i \cdot F \cdot \rho_{ei} \nabla \phi, \quad (11)$$

де: w_i — швидкість i -го іона за умов стаціонарності потоку, м/с; D_i — коефіцієнт дифузії i -го іона, м²/с; v_i — електрична рухливість i -го іона, м²·моль/(с·Дж); F — константа Фарадея, Кл/моль; ϕ — локальний потенціал електричного поля, В. Перший член правої частини рівняння (11) відтворює конвективну складову потоку, другий — дифузійну, третій — електроміграційну.

Тоді загальна густина електричного струму i , А/м² всіх різновидів іонів N , що присутні в розчині, складе [3, 8]

$$\bar{i} = e\bar{w} \sum_{i=1}^N z_i n_i - e \sum_{i=1}^N D_i z_i \nabla n_i - \frac{e^2 \nabla \phi}{kT} \sum_{i=1}^N z_i^2 \cdot D_i \cdot n_i. \quad (12)$$

У циліндричних координатах x — осьова координата (від 0 до l), r — радіальна (від 0 на осі x до R на стінці капіляра) для бінарного симетричного (1:1) розчину електроліту за умови його усталеної ламінарної стаціонарної течії, що не викликає зміни концентрації іонів у цьому розчині вздовж осі x і обертає в нуль другий член у правій частині рівняння (12), загальний електричний струм I , А дорівнюватиме

$$I = 2\pi \int_0^R w_x(r) \cdot r \cdot \rho_e \cdot dr + \frac{2\pi e^2}{kT} E_x \int_0^R \left(\sum_{i=1}^N r \cdot D_i \cdot n_i \right) dr, \quad (13)$$

де $E_x = -\partial\phi/\partial x$ — напруженість електричного поля в напрямку x , В/м.

Приймаючи зміну концентрації іонів n_+ , n_- за розподілом Больцмана (3), за $e \cdot \psi / (kT) \ll 1$

маємо $\sum_{i=1}^N n_i \cong 2n_\infty$. За умови $D_+ = D_- = D$, $z = 1$ рівняння (13) набуває вигляду

$$I = 2\pi \int_0^R w_x(r) \cdot r \cdot \rho_e \cdot dr + \pi \cdot R^2 \cdot \gamma \cdot E_x, \quad (14)$$

де γ — електропровідність розчину електроліту:

$$\gamma = \frac{e^2}{kT} \sum_{i=1}^N z_i^2 \cdot D_i \cdot n_i \cong 2n_\infty \cdot e^2 \frac{D}{kT}, \text{ См/м.}$$

За $e \cdot \psi / (kT) \ll 1$ та у випадку $\kappa \cdot R \gg 1$ γ є сталою величиною в радіальному напрямку, але за $e\psi / (k \cdot T) \geq 1$, коли $\kappa \cdot R$ не є таке велике, γ — не константа [8].

Перший член у правій частині рівняння (13) відповідає частці загального струму, що породжена в капілярі накладеним градієнтом тиску та електричним полем, другий член — частці, що зумовлена електропровідністю розчину.

Після інтегрування рівняння (14) та деяких перетворень отримуємо

$$I = \pi \cdot R^2 \cdot \gamma \cdot E_x \left\{ 1 - \frac{\alpha^2 \mu^2 \kappa^2}{\gamma} \times \left[1 - \frac{2y^1(\kappa R)}{\kappa \cdot R \cdot y^0(\kappa R)} - \left(\frac{y^1(\kappa R)}{y^0(\kappa R)} \right)^2 \right] \right\} - \pi R^2 \alpha \cdot \text{grad} p_x \left[1 - \frac{2 \cdot y^1(\kappa R)}{\kappa \cdot R \cdot y^0(\kappa R)} \right], \quad (15)$$

$$\alpha = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \Psi_s}{\mu}, \quad (16)$$

де: $y^0(jR), y^1(jR)$ – модифіковані функції Бесселя відповідно нульового та першого порядку; μ – коефіцієнт динамічної в'язкості розчину, Па·с.

Гradient абсолютного тиску в капілярі в напрямку x :

$$\text{grad } p_x = \frac{dp}{dx} = \frac{p_1 - p_2}{l} = \frac{\Delta p}{l}, \text{ Па/м.} \quad (17)$$

Під час руху розчину електроліту в капілярі під впливом накладеного градієнта тиску та за відсутності зовнішнього електричного поля відбувається зміщення іонів дифузного шару одного знаку в напрямі руху рідини, що створює різницю потенціалів на кінцях капіляра. Ця різниця потенціалів зумовлює вторинний, об'ємний струм провідності у зворотному напрямі. Зростання різниці потенціалів припиниться тоді, коли ці два струми зрівняються за абсолютними значеннями. Тобто, загальний електричний струм у капілярі $I = 0$ [8, 9]. За цієї умови та з урахуванням $E_x = -(\varphi_2 - \varphi_1)/l$ і значення градієнта тиску (17), з рівняння (16) знаходимо

$$\left(\frac{\Delta \varphi}{\Delta p} \right)_{I=0} = \frac{\alpha}{\gamma} \cdot f(A, j \cdot R), \quad (18)$$

де

$$f(A, j \cdot R) = \frac{1 - \frac{2y^1(jR)}{jR \cdot y^0(jR)}}{1 - A \cdot \left[\frac{2y^1(jR)}{jR \cdot y^0(jR)} - \left(\frac{y^1(jR)}{y^0(jR)} \right)^2 \right]}, \quad (19)$$

$$A = \frac{\alpha^2 \cdot \mu \cdot j^2}{\gamma}, \quad (20)$$

$$\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1.$$

Для подвійного електричного шару з $j \cdot R \gg 1$, як свідчить аналіз формул (19, 20), функція $f(A, j \cdot R)$ прямує за своїм значенням до одиниці; за $f(A, j \cdot R) = 1$ з (19) отримуємо відому формулу Гельмгольца

$$\left(\frac{\Delta \varphi}{\Delta p} \right)_{I=0} = \frac{\alpha}{\gamma} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \cdot \Psi_s}{\mu \cdot \gamma}. \quad (21)$$

На засадах співвідношення взаємності Онзагера [6, 10] феноменологічно можна описати кореляцію між електричними й механічними чинниками, які є рушійними силами виникнення електроосмосу та потенціалу протікання. За умови $j \cdot R \gg 1$

$$\left(\frac{V}{I} \right)_{\Delta p=0} = - \left(\frac{\Delta \varphi}{\Delta p} \right)_{I=0} = - \frac{\alpha}{\gamma}, \quad (22)$$

де V – об'ємний потік електроосмосу, м³/с.

За Смолуховським і Фрейдліхом [3, 4, 7, 11, 12] у формулі (21) слід використовувати замість Ψ_s електрокінетичний ζ -потенціал, оскільки останній відповідає частині міжфазного стрибка потенціалу, що локалізована в рухомому дифузному шарі, в межах котрого рідина залучається до тангенціального переміщення.

Аналізуючи рівняння (21), зазначимо, що значення потенціалу протікання не залежить від структури пористої перегородки чи капілярної системи, оскільки ні радіус капіляра, ні його довжина, ні будь-які інші характеристики капілярної системи не входять до цього рівняння.

Проте, в 40-50 роках минулого сторіччя ряд дослідників [11] встановили наявність мінімального відношення довжини капіляра до його поперечного перерізу (діаметра) l/d , необхідного для формування електроосмосу чи потенціалу протікання. Пояснюється це неспроможністю формування стаціонарної ламінарної течії рідини при менших за зазначений мінімум співвідношеннях l/d . У випадку зменшення l/d капілярна структура набуває подібності до сита і кількість надлишкових іонів дифузного шару, що зміщуються в напрямі руху течії, стає недостатньою для виникнення потенціалу протікання. Кожному значенню створеного в капілярі перепаду тиску відповідає своє граничне l/d . Тобто під час проведення експериментальних досліджень потенціалу протікання з різноманітними капілярними системами слід урахувувати необхідність виконання умов гідродинамічного характеру.

За відомими дослідженнями ламінарної течії довжина вхідної ділянки капіляра стабілізації гідродинамічної l_{cz} для становлення за Пуазейлем режиму ламінарного руху в умовах ізо-термічності дорівнює [13]

$$l_{cz} = 0,1 \cdot R \cdot Re, \quad (23)$$

де Re – критерій Рейнольдса.

Залежність (23) є прийнятною тільки для прямих капілярів. У випадку пористої перегородки капілярні канали звивисті, що унеможливує використання зазначеної залежності для обґрунтованого визначення мінімальної товщини пористої перегородки в напрямку руху течії. Але якщо провести розрахунок довжини ділянки гідродинамічної стабілізації течії за середнім радіусом із числа всіх капілярів чи пор перегородки, то вона слугуватиме орієнтиром щодо мінімального значення товщини перегородки.

У процесі експериментального визначення електрокінетичного потенціалу за потенціалом протікання треба зважати на те, що він різко зменшується за малих поперечних перерізів капілярів чи пор із причин зміни діелектричної проникності, коефіцієнта в'язкості, поверхневої провідності та зменшення товщини дифузного шару [4, 6, 7, 11]. За аналізом фізичної суті розглядуваного процесу це матиме місце, коли радіус пор капілярної системи і товщина подвійного електричного шару на поверхні будуть величинами одного порядку [11].

У межах значень радіуса капіляра від одиниць до 10–40 мкм найбільше зменшення електрокінетичного потенціалу з числа зазначених чинників спричиняє поверхнева провідність [4, 11], бо за сталої концентрації розчину зі зменшенням радіуса капілярної системи співвідношення між площею перерізу подвійного електричного шару і загальною площею поперечного перерізу капіляра зростає і прямує до одиниці, коли подвійний шар займає весь переріз капіляра.

Останнє може бути взяте за основу визначення мінімального радіуса капілярної системи в ході проведення експериментальних досліджень потенціалу протікання. При цьому доведеться використовувати розрахункові значення товщини подвійного електричного шару, оскільки в даний час дослідні шляхи прямого її вимірювання відсутні [3–7].

Вплив шорсткості поверхні порових каналів та їх звивистості на потенціал протікання капілярної системи вивчений недостатньо і, радше, якісно. Кількісні оцінки стосовно зазначеного впливу не узагальнені [6, 7, 12].

Сформовані за викладеним аналізом прийнятні умови вибору основних геометричних параметрів капілярних систем для дослідної генерації усталеного значення потенціалу протікання на другому етапі роботи апробовані експериментально.

Експериментальні стенди, що були створені на основі патенту [14], методика і умови проведення дослідів наведені в роботі [15]. Досліджувалися скляні капіляри діаметром 0,34; 0,50 та 0,73 мм різної довжини; стандартний скляний хімічний фільтр типу ФПК за ГОСТ 9775-69 діаметром 24 мм, товщиною 3 мм з коефіцієнтом пористості 0,35 [15]; розроблений автором поліпропіленовий циліндричний елемент діаметром 16 мм і довжиною 57 мм, що заповнений скляними кульками діаметром 1,12 мм. Дослідна рідина — дистильована вода.

Результати експериментів з одинарними капілярами різних довжин засвідчили, що в межах зміни критерію Рейнольдса від 200 до 1050 на капілярах довжиною, що дорівнювала l_{ce} за формулою (23), потенціал протікання достовірно не фіксувався. За довжини капілярів $2l_{ce}$ результати вимірювань зміни потенціалу протікання були на границі відтворюваності. Це можна пояснити не тільки фактом формування чи неформування ламінарної течії в капілярі, але й недостатньою для даної системи вимірювання генеруючою здатністю дифузного шару через малу площу його поверхні. Так, дослідні на капілярах довжиною $\sim (2,5 - 3)l_{ce}$ і більших ставали інформативними і відтворюваними, що було, наприклад, проілюстровано на капілярі діаметром 0,73 мм в [15, рис. 4]. Зауважимо, що в досліді з цим капіляром за мінімального значення $Re = 400$ розрахункове l_{ce} складає 14,6 мм.

Отже, довжина ділянки прямого капіляра, що необхідна для установа потенціалу протікання, за нашими дослідями явно більша за l_{ce} .

Скляна пориста перегородка та циліндричний елемент з кульками порівняно з одинарним капіляром створюють більші значення потенціалу протікання за умови однакових перепадів тиску ([15, рис. 3]; рис. 2). Це ґрунтується на більшій поверхні контакту потоку рідини зі стінками порових каналів, що, у свою чергу, дає більше значення ζ -потенціалу. Циліндричний елемент за значеннями ζ -потенціалу, розрахованого за даними дослідів за формулою (21), в ідентичних умовах у 3,19 разів перевищує ζ -потенціал скляної перегородки і у 4,92 разів — ζ -потенціал одинарного капіляра діаметром 0,73 мм. З точки зору визначення складу технологічних рідин циліндричний елемент має найвищу роздільну здатність. До того ж, скляна пориста перегородка вимагає ретельного попереднього фільтрування досліджуваної рідини для уникнення забруднення механічними домішками, які змінюють геометричні і, як наслідок, гідродинамічні та електрокінетичні характеристики перегородки.

Для всіх трьох капілярних систем залежність $\Delta\phi$ від Δp апроксимується прямою лінією. Те, що ці лінії не проходять через початок координат, пояснюється наявною різницею потенціалів певного значення на вимірних електродах у нерухомій рідині й узгоджуються з результатами досліджень потенціалу протікання інших авторів [11].

Виконаний теоретичний аналіз потенціалу протікання як електрокінетичного явища та наведені результати експериментів дають підстави зробити такі висновки.

1. За аналізом теорії подвійного електричного шару узагальнені наукові основи формування вимог до геометричних характеристик капілярних систем для дослідного визначення складу технологічних рідин за потенціалом протікання.

2. Вплив окремих параметрів капілярних систем, зокрема, радіуса, звивистості пор, шорсткості їх поверхонь на генерацію потенціалу протікання достатньо не досліджений, що унеможливує точне визначення мінімальної товщини пористої перегородки аналітичним шляхом.

3. Дослідним шляхом визначена довжина прямого капіляра, що необхідна для отримання усталеного значення потенціалу протікання.

4. Розроблений і випробуваний новий тип капілярної системи — циліндричний елемент зі скляними кульками, який за електрокінетичними характеристиками переважає досліджені прямі капіляри і скляну пористу перегородку, а тому забезпечить кращу точність оцінки складу технологічних рідин.

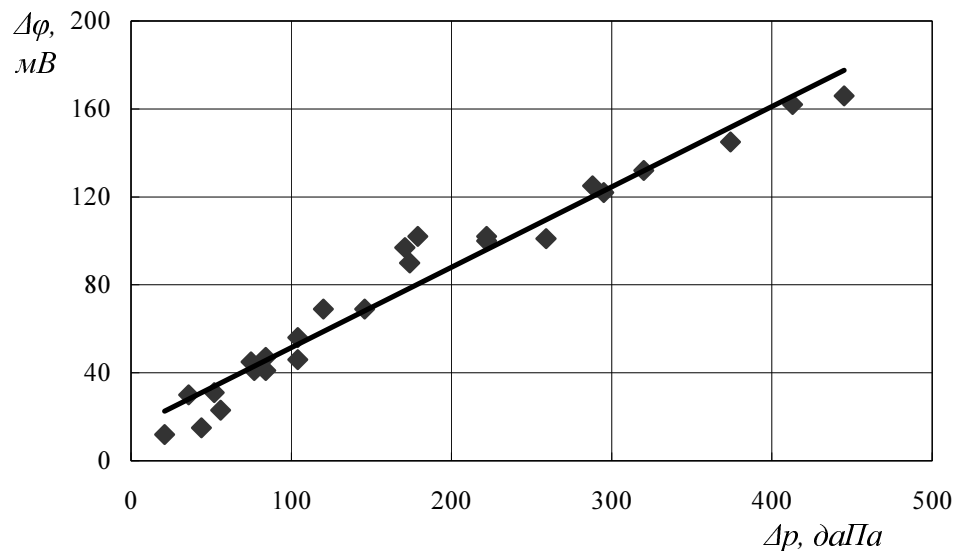


Рисунок 2 – Залежність потенціалу протікання $\Delta\phi$ дистильованої води від перепаду тиску Δp на циліндричному елементі. Температура течії $t=20^\circ\text{C}$

Література

1 Козак О.Ф., Карпаш О.М. Розробка методів експрес-контролю складу технологічних рідин // „Фізичні методи та засоби контролю середовищ, матеріалів та виробів. – Львів, 2006. – Вип. 11. – С.213-216.

2 Everett D.A. Basic Principles of Colloid Science. — London: Royal Society of Chemistry, 1989.

3 John Newman, Karen E. Thomas-Alyea. Electrochemical Systems. Third Edition. Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2004.

4 Адамсон А. Физическая химия поверхностей. – М.: Мир, 1979.

5 Томилов А.П., Майрановский С.Г., Фиошин М.Я., Смирнов В.А. Электрохимия органических соединений. – Л.: Химия, 1969.

6 Hans-Jöry Jakobasch, Heiner Kaden. Elektrokinetische Vorgänge – Grundlagen, Meßmethoden, Anwendungen. Zeitschrift für Chemie 23. Jg. 1983, 81-91.

7 Shaw D.J. Introduction to Colloid and Surface Chemistry. 3rd ed., Butterworths, London, 1980.

8 Levine S., Marriott J.R., Neale G., Epstein N. Theory of Electrokinetic Flow in Fine Cylindrical Capillaries at High Zeta-Potentials. J. Colloid Interface Sci., 52, 1975, p.p. 136-149.

9 Rice C.I., Whitehead R. Electrokinetic Flow in a Narrow Cylindrical Capillary. J. Phys. Chem., 69, 1965, p.p. 4017-4024.

10 Булатов Н.К., Лундин А.Б. Термодинамика необратимых физико-химических процессов. – М.: Химия, 1984.

11 Григоров О.Н., Козьмина З.П., Маркович А.В., Фридрихсберг Д.А. Электрокинетические свойства капиллярных систем. – М.-Л.: Издательство Академии Наук СССР, 1956.

12 Духин С.С., Дерягин Б.В. Электрофорез. – М.: Наука, 1976.

13 Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика: Изд. 2-е, доп. и перераб. – М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1959.

14 Карпаш О.М., Козак О.Ф. Пристрій для визначення концентрації полярних рідин у розчинах // Патент на корисну модель № 25670, G01N27/00 – Бюлетень №12. – 2007.

15 Козак О.Ф., Климишин Я.Д. Експериментальні дослідження контролю якості технологічних рідин електрокінетичним методом // Методи та прилади контролю якості. – 2007. – №18. – С. 79-82.