



ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

Про можливість електростатичної та діелектричної сепарації радіоактивних відходів об'єкту "Укриття"

А.А.Дувіряк

Анотація. Дано короткий огляд існуючих та перспективних методів електризації сумішей подрібнених матеріалів для їх електричної сепарації. Показано, що для оцінки можливості як електричної, так і діелектричної сепарації лавоподібних паливо-вмісних матеріалів об'єкту "Укриття" (ЛПВМ ОУ) необхідні детальні відомості про електропровідні властивості цих матеріалів. Серед перспективних методів зарядки ЛПВМ розглядається електризація рентгенівським випромінюванням.

On possibility of electrostatic and dielectric separation of "Shelter" object radioactive waste

A.A.Duviryak

Abstract. Brief review of existing and perspective methods of electrization of mixture of materials ground for separation is given. It is shown that in order to estimate a possibility of both the electrostatic as well as dielectric separation of lava-like fuel-containing materials (LFCM) detailed knowledge of electroconductive characteristic of these materials is necessary. Among perspective charging methods of LFCM the X-ray electrization is considered.

ICMP-01-25U

А.А.Дувіряк

ПРО МОЖЛИВІСТЬ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ТА
ДИЕЛЕКТРИЧНОЇ СЕПАРАЦІЇ РАДІОАКТИВНИХ ВІДХОДІВ
ОБ'ЄКТУ "УКРИТТЯ"

Вступ

Для захоронення великої кількості радіоактивних відходів об'єкту "Укриття" (РАВ ОУ) передбачається попереднє подрібнення лаво-подібних паливовмістких матеріалів (ЛПВМ), що утворилися в тілі реактора, та їх класифікація за рівнем радіоактивності. Для цього можуть бути залучені технології сепарації, що використовуються у гірничо-збагачувальній промисловості.

Можливість магнітної сепарації ЛПВМ пов'язує з характерними феримагнітними властивостями цих матеріалів: їх магнітна сприйнятливість у 5–10 разів перевищує сприйнятливість бетону та граніту [1]. Однак, ця технологія використовується здебільшого для відділення феромагнітних матеріалів [2]. У застосуванні до ЛПВМ вона може виявитися малоефективною, або – при використанні надпровідних сепараторів – надто дорогою. Тому розгляд інших можливостей сепарації, зокрема електростатичної та діелектричної, є також актуальним.

Сепарація в електричному полі ґрунтується на дії сил електростатичного походження на частинки матеріалів. Це – кулонівська сила \mathbf{F}_k та пондеромоторна сила \mathbf{F}_n . Вважаючи розміри частинок малими у порівнянні з характерними розмірами сепаратора, ці сили можна представити у вигляді:

$$\mathbf{F}_k = \int dV \rho \mathbf{E} \approx q \mathbf{E}, \quad q = \int dV \rho, \quad (1)$$

$$\mathbf{F}_n = \int dV (\mathbf{P} \cdot \nabla) \mathbf{E} \approx (\mathbf{p} \cdot \nabla) \mathbf{E}, \quad \mathbf{p} = \int dV \mathbf{P}; \quad (2)$$

тут \mathbf{E} – напруженість електричного поля, ρ – густина заряду частинки, q – її заряд, \mathbf{P} – поляризація, \mathbf{p} – електричний дипольний момент частинки, а інтегрування здійснюється через об'єм частинки. В залежності від того, яка з сил – кулонівська чи пондеромоторна – є визначальною, сепаратори поділяються на електростатичні, та діелектричні [3–6].

Як правило, суміш матеріалів є початково електронейтральною та неполяризованою. Тому конструкція сепараторів повинна забезпечити зарядку і/або поляризацію частинок, а електричні властивості розділюваних матеріалів повинні різнитися так, щоб частинки різного сорту набували різних зарядів і/або дипольних моментів.

Розділ 1 присвячено короткому огляду методів зарядки та поляризації частинок, а можливість їх застосування до ЛПВМ розглядається у Розділі 2.

1. Способи поляризації та зарядки діелектриків і провідників

Поляризація діелектриків в електричному полі і роль електропровідності. Частинки діелектриків набувають дипольних моментів в електричному полі. При розгляді ЛПВМ достатньо прийняти найпростіше матеріальне рівняння:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\varepsilon_1 - 1) \mathbf{E}, \quad (3)$$

де $\varepsilon_0 = 8.85 \text{ Ф/м}$, ε_1 – відносна діелектрична проникність частинки. Для простоти розглянемо сферичну частинку досить малого радіуса a в діелектричному середовищі з проникністю ε_2 . Тоді електричне поле \mathbf{E} індукуює дипольний момент частинки:

$$\mathbf{p}_0 = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon_2 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2} a^3 \mathbf{E}, \quad (4)$$

і діє на неї пондеромоторною силою, що наближено рівна:

$$\mathbf{F}_n \approx 4\pi\varepsilon_0\varepsilon_2 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2} a^3 \nabla E^2 / 2 \quad (5)$$

(точніший вираз повинен враховувати неоднорідність поля і поляризації в об'ємі кульки).

У р-нях (4), (5) не враховано провідні властивості матеріалів. Дійсно, діелектрики поляризуються в полі майже миттєво. Однак, якщо частинка та середовище мають (навіть незначні) провідності γ_1 та γ_2 , то після цього настає порівняно повільний процес релаксації:

$$\mathbf{p}(t) = (\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_\infty) e^{-t/\tau} + \mathbf{p}_\infty, \quad (6)$$

з характерним часом

$$\tau = \varepsilon_0 \frac{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2}, \quad (7)$$

в результаті якого встановлюється дипольний момент:

$$\mathbf{p}_\infty = 4\pi\varepsilon_0\varepsilon_2 \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2} a^3 \mathbf{E}, \quad (8)$$

що майже цілком залежить від провідності середовищ [3,4].

Контактна електризація частинок відбувається внаслідок їх контакту з зарядженим електродом. При цьому провідники набувають однойменного з електродом заряду, а діелектрики залишаються електронейтральними.

Процес зарядки має релаксаційний характер з часом релаксації, що залежить від діелектричних та провідних властивостей частинок та середовища, форми частинок, умов контакту і т.д. Наприклад, при ідеальному контакті з електродом залежність заряду півсферичних частинок від часу має вигляд, аналогічний до р-ня (6):

$$q(t) = (q_0 - q_\infty)e^{-t/\tau} + q_\infty, \quad (9)$$

де q_0 – початковий заряд, q_∞ – кінцевий заряд:

$$q_\infty = -3\pi\varepsilon_0 \frac{\gamma_1 - \gamma_2}{\gamma_1 + 2\gamma_2} a^2 E, \quad (10)$$

а час релаксації визначається з р-ня (7).

Електризація коронним розрядом відбувається внаслідок осідання йонів розряду на поверхні частинок. Для сферичної частинки процес зарядки описується формулою Потенье [3,4]:

$$q(t) = Q_\infty \frac{enkt}{4\varepsilon_0 + enkt}, \quad (11)$$

де e – заряд йона, n – концентрація йонів, k – їх рухливість. Для провідників

$$Q_\infty^n = 12\pi\varepsilon_0 a^2 E. \quad (12)$$

Для діелектриків (у припущенні, що заряди рівномірно вкривають усю поверхню):

$$Q_\infty^d = 4\pi\varepsilon_0 \left(1 + 2\frac{\varepsilon_1 - 1}{\varepsilon_1 + 2}\right) a^2 E. \quad (13)$$

Оскільки $Q_\infty^n / Q_\infty^d \leq 3$, то зарядка коронним розрядом використовується лише в парі з іншими методами електризації.

Трибоелектризація (електризація тертям) відбувається під час (багатократного) стикання частинок між собою, або з поверхнею підкладки. Це явище має складну природу і важко піддається теоретичному описові.

Радіаційні методи електризації (електронним пучком або рентгєнівським випромінюванням) ще не знайшли широкого застосування, однак вважаються перспективними [3,7].

При **електризації електронним пучком** початковий розподіл заряду залежить в основному від розмірів частинок. Якщо розмір зерен менший від довжини пробігу електронів, то цей розподіл є рівномірним в об'ємі зерна; інакше заряд зосереджується у поверхневому шарі. В речовинах з провідністю $\gamma \gg 10^{-10}$ (Ом·см)⁻¹ заряд

швидко витісняється на поверхню, і може бути знятий при контакті з електродом. В речовинах з низькою провідністю заряд фіксується в об'ємі зерна, а його максимальна густина ρ^* обмежується в основному електричною міцністю матеріалу E^* : $\rho^* = \varepsilon_0 \varepsilon E^* / \Delta x$, де Δx – товщина зарядженого шару. Наприклад, при опромінєнні кварцу пучком з енергією від кількох сотень KeV до 2–3 MeV ρ^* може сягати $3 \cdot 10^{-4} - 10^{-6}$ Кл/см³, що значно перевищує характерну густина заряду при трибоелектризації ($< 3 \cdot 10^{-9}$ Кл/см³) [7].

Електризація рентгєнівським випромінюванням. Поширення квантів світла в речовині супроводжується емісією електронів внаслідок фотоефекту, комптон-ефекту та народження електрон-позитронних пар. Перетин розсіяння квантів $\sigma = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_\mu$ залежить як від атомного номера речовини Z , так і від енергії квантів. При енергії до кількох сотень KeV найістотнішим є фотоефект, причому $\sigma_f \sim Z^5$. Далі до 1 MeV переважає комптон-ефект, для якого $\sigma_c \sim Z$. Енергія 1.02 MeV є пороговою для породження e^-e^+ пар, де $\sigma_\mu \sim Z^2$ [8]. Сильна залежність фотоефекту від Z робить привабливим використання жорсткого рентгєнівського випромінювання з енергією 10 – 200 KeV для електризації та сепарації сумішей важких та легких компонент. При цьому зерна важкої компоненти заряджаються позитивно, а зерна легкої компоненти залишаються нейтральними, або (при тісному розташуванні) набувають від'ємного заряду внаслідок перерозподілу вторинних електронів [7].

2. Про можливість електричної сепарації ЛПВМ

Принципова можливість і вибір конкретної схеми сепарації частинок ЛПВМ в електростатичному полі істотно залежать як від провідних, так і діелектричних властивостей цих матеріалів. Відомості про діелектричну проникність ЛПВМ для широкого діапазону частот опубліковано в [9]. Відповідні низькочастотні значення ε для різних сортів ЛПВМ та деяких силікатів наведено в таблиці:

Матеріал	ε
чорна ЛПВМ	8.1 ± 0.7
коричнева ЛПВМ	15.8 ± 1.1
поліхромна ЛПВМ	8.9 ± 0.8
кварц SiO ₂	4.2
силікатне скло	5–10

Ці дані свідчать, що за умови низької провідності була б можливою діелектрична сепарація суміші ЛПВМ та силікатів у рідині з

проміжним значенням діелектричної проникності [3,5]. Однак, провідні властивості ЛПВМ ще майже не вивчені. Тому оцінка можливості і способу поляризації чи зарядки ЛПВМ (як передумови діелектричної чи електростатичної сепарації) є передчасною. Слід сподіватися, що провідність цих матеріалів в контексті сепарації може бути істотною. Відомо, наприклад, що деякі сорти бетону (який становить істотну долю РАВ ОУ) не можуть вважатися добрими ізоляторами. Правдоподібно також, що радіоактивність ЛПВМ може істотно впливати на формування електричних властивостей цих матеріалів, зокрема на їх провідність. Навіть більше, радіоактивність ЛПВМ могла б служити підґрунтям до пошуку нетрадиційних схем сепарації.

РАВ ОУ виявляють різноманітні прояви радіоактивності, такі як α -, β -, γ -випромінювання, нейтрони та продукти поділу чи розпаду важких ядер. Важкі уламки ядер та α -частинки мають коротку довжину пробігу, і, як і нейтрони, в основному спричинюють дефекти типу зміщення атомів [10]. Як наслідок, слід сподіватися зміни електропровідних властивостей РАВ у порівнянні з відповідними силікатами, бідними на радіоактивні елементи. Крім цього, β - та γ -активність може спричинити до помітної емісії високоенергетичних електронів з поверхні частинок РАВ. Така частинка, поміщена в газове середовище, буде набувати додатнього заряду; емітовані електрони, гальмуючись та йонізуючи середовище, осідатимуть на поверхню частинки так, що від'ємно заряджена хмаринка перебуватиме у динамічній рівновазі з частинкою РАВ. Подальше вивчення поведінки такого утворення в електричних полях різної конфігурації могло б виявити ще один можливий механізм електризації та сепарації РАВ.

При сучасному об'ємі відомостей про електричні властивості ЛПВМ та інших РАВ ОУ найбільш перспективним методом зарядки цих матеріалів з метою їх сепарації можна вважати електризацію рентгенівським випромінюванням. Цей метод характеризується можливістю одержання стійкого об'ємного розподілу заряду високої густини, і слабкою залежністю від температури та поверхневих властивостей речовини [7]. Особливо привабливою є дуже сильна чутливість до вмісту важких елементів (в даному випадку - атомів урану та радіонуклідів). Ефективність такої електризації для фактичного вмісту палива (5–10 % для ЛПВМ різних сортів [10]) на простій моделі.

Для частинки досить малого розміру повний переріз фотоефекту можна оцінити так:

$$\sigma \propto \sum_i n_i Z_i^5 \quad (14)$$

де n_i – кількість атомів i -го сорту з атомним номером Z_i .

Будемо вважати, що ЛПВМ являє собою силікатну матрицю SiO_2 з вкрапленими у неї атомами урану ${}_{92}\text{U}^{238}$ (врахування фактичного палива ${}_{92}\text{U}^{235}$ і ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ майже не впливає на висліди моделі), а склад неактивних матеріалів (решток конструкції) покладемо як SiO_2 . Нехай $\kappa = m_{\text{U}}/m$ – масовий вміст урану в частинці ЛПВМ масою $m = m_{\text{U}} + m_{\text{SiO}_2}$, де $m_{\text{U}} = n_{\text{U}}A_{\text{U}} = n_{\text{U}} \cdot 238$, а $m_{\text{SiO}_2} = n_{\text{Si}}(A_{\text{Si}} + 2A_{\text{O}}) = n_{\text{Si}} \cdot 60$ (в атомних одиницях). Тоді питомий переріз на одиницю маси

$$\begin{aligned} \sigma_{\kappa}/m &\propto (1 - \kappa) \frac{Z_{\text{Si}}^5 + 2Z_{\text{O}}^5}{A_{\text{Si}} + 2A_{\text{O}}} + \kappa \frac{Z_{\text{U}}^5}{A_{\text{U}}} \\ &= (1 - \kappa) \cdot 1.0056 \cdot 10^4 + \kappa \cdot 2.7692 \cdot 10^7, \end{aligned} \quad (15)$$

а відношення перерізів частинки ЛПВМ (з відносним вмістом урану κ) і частинки неактивного матеріалу такої ж маси

$$\sigma_{\kappa}/\sigma_0 = 1 + \kappa \cdot 2752.8. \quad (16)$$

Для фактичного вмісту палива 5÷10 % отримаємо: $\sigma_{\text{ЛПВМ}}/\sigma_0 \approx 150 \div 300$. Якщо прийняти, що заряд частинки q , набутий внаслідок опромінення, є пропорційний до σ (що за умови малих розмірів частинок та короткої експозиції є досить реалістичним припущенням; див [7]), то зарядка ЛПВМ рентгенівським випромінюванням з подальшою електростатичною сепарацією видається перспективною альтернативою до магнітної сепарації. Звичайно, ці прості оцінки слід було б перевірити шляхом комп'ютерного моделювання.

Висновки

Перспектива електростатичної або діелектричної сепарації РАВ ОУ залежить від можливості селективної електризації або поляризації подрібнених часток ЛПВМ яка, в свою чергу, залежить від електричних, зокрема, провідних властивостей цих матеріалів. Однак дані про провідність ЛПВМ, їх трибоелектричні властивості тощо поки що невідомі, або принаймні не опубліковані. Тому експериментальні і теоретичні дослідження та обмін інформацією у цій галузі є дуже актуальними. Зокрема, особливої уваги заслуговує вивчення

впливу радіоактивності ЛПВМ на електричні властивості цих матеріалів, дослідження поведінки β -активних частинок в електромагнітних полях (в контексті їх зарядки та сепарації) і т.д.

Можливим способом електризації частинок ЛПВМ може служити їх опромінення м'якими рентгенівськими променями. Прості оцінки свідчать, що сильна чутливість фотоэффекту до вмісту важких елементів може привести до селективної зарядки таких частинок. Однак для точніших висновків необхідно провести аналіз релаксаційних процесів (після зняття опромінення), у яких основну роль відіграють провідні властивості матеріалів.

Література

1. Л.В. Жидков. Ферромагнетизм топливосодержащих материалов объекта "Укрытие". Проблемы Чернобыля. Вып.6. – Чернобыль, МНТЦ "Укрытие" НАН України, 2000, с. 6–12.
2. В.И. Кармазин, В.В. Кармазин. Магнитные методы обогащения. – М., "Недра", 1984.
3. А.И. Ангелов, И.П. Верещагин, В.С. Ершов и др. Физические основы электрической сепарации. – М., "Недра", 1983.
4. А.И. Месеняшин. Электрическая сепарация в сильных полях. – М., "Недра", 1978.
5. З.В. Волкова, Г.В. Жусь, Д.В. Кузьмин. Диэлектрическая сепарация различных поликонцентратов и минералов. – М., "Недра", 1975.
6. U. Andres. Dielectric separation of minerals. J. Electrostatics, 1996, V. 37, p. 227-248.
7. А.Т. Ковалев. Возможность использования радиационной электризации для электрического разделения измельченной минеральной смеси. Физ.-тех. пробл. разработки полезных ископаемых. – 1999, No 2, с. 100–104.
8. А.А. Соколов. Ядерная физика. – М., "Наука", 1983.
9. Электродисперсионные и теплофизические характеристики ЛТ-СМ объекта "Укрытие" и возможные технологии управляемого разрушения их скоплений. – Отчет / МНТЦ "Укрытие" НАН Украины. – Арх. No 3724. – Чернобыль, 1998.
10. В.Г.Барьяхтар, В.В. Гончар, А.В. Жидков, А.А. Ключников. Радиационные повреждения в лавообразных топливосодержащих материалах объекта "Укрытие". – Препр. / МНТЦ "Укрытие" НАН Украины, 98–12. – Чернобыль, 1998. – 18 с.

Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Аскольд Андрійович Дувіряк

ПРО МОЖЛИВІСТЬ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОЇ ТА ДІЕЛЕКТРИЧНОЇ
СЕПАРАЦІЇ РАДІОАКТИВНИХ ВІДХОДІВ ОБ'ЄКТУ "УКРИТТЯ"

Роботу отримано 30 листопада 2001 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу теорії металів та сплавів

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені