

НАКОПЛЕНИЕ ЗАРЯДА И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В ЛАВООБРАЗНЫХ ТОПЛИВОСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛАХ

О. С. Зинец

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Выполнены оценки величин заряда и электрических полей, обусловленных внутренним радиоактивным облучением, в лавообразных топливосодержащих материалах (ЛТСМ). На поверхности и на границе "включение - матрица SiO_2 " электрическое поле может достигать величины $10^4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ для ЛТСМ с общей альфа- и бета-активностью $1 \text{ ГБк} \cdot \text{см}^{-3}$. Механические напряжения, связанные с такими полями, небольшие (порядка 10^2 Па) и мало влияют на разрушение материалов.

Введение

Исследование накопления заряда и возникновение электрических полей в ЛТСМ при радиоактивном распаде является актуальным, так как при достаточно высоких величинах полей, в частности в приповерхностной области, возможно их влияние на деградацию материала (через возникновение механических напряжений и возможное инициирование пылеобразования и разрушения материала [1, 2]). Накопление заряда и возникновение связанных с ним электрических полей в диэлектрических материалах рассмотрено во многих работах и результаты как экспериментальных, так и теоретических работ обобщены в [3 - 5].

Поскольку ЛТСМ является диэлектриком (удельное сопротивление при комнатной температуре больше $10^{12} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ [6, 7]), представляется удобным воспользоваться результатами работ по исследованию накопления заряда и сопутствующих полей в диэлектрических материалах, в том числе радиоактивных стекол. Однако при этом необходимо выяснить применимость используемых в литературе моделей для ЛТСМ. Целью работы является оценка величин полей в ЛТСМ из-за внутреннего радиоактивного облучения и их возможного влияния на механические свойства материалов.

Модели накопления заряда и их применимость к ЛТСМ

Экспериментальные данные по накоплению заряда получены на радиоактивных препаратах и образцах, приготовленных в контролируемых условиях, с достаточно хорошо известными характеристиками, что облегчает сравнение с теоретическими моделями. Основным теоретическим подходом является феноменологический.

Существенны следующие приближения, используемые при рассмотрении: однородность материала и его электрофизических характеристик (обычно один тип облучения или радиоактивного распада), контролируемые внешние условия (вакуум, давление воздуха). Эти условия нарушаются в случае ЛТСМ - существуют неоднородности разного типа (включения различных размеров и неоднородное распределение дефектов), высокая радиоактивность, действующая в течение длительного времени и изменяющая микроструктуру за счет образования радиационных дефектов.

Макроскопические электрические поля при внутреннем облучении возникают у поверхности или на неоднородностях в объеме (поверхности раздела фаз в случае включений). Использование общего подхода на основе уравнений кинетики [5] в случае ЛТСМ нереально как из-за сложности системы уравнений, так и из-за большого числа неизвестных параметров. Простой феноменологический подход с небольшим числом параметров, по крайней мере часть из которых доступна экспериментальному определению, может дать более реалистические оценки.

Обычно распределение заряда $\rho(r, t)$ и электрического поля \vec{E} описывается системой уравнений непрерывности и электростатики

© О. С. Зинец, 2005

$$\frac{\partial \rho(\vec{r}, t)}{\partial t} = g(\vec{r}, t) - \operatorname{div}(\sigma(\vec{r}, t)\vec{E}(\vec{r}, t)), \quad (1)$$

$$\operatorname{div}(\varepsilon\vec{E}) = \rho. \quad (2)$$

Удельная проводимость σ и диэлектрическая проницаемость ε определяются из экспериментальных данных, скорость объемной инжекции (генерации) заряда g определяется распределением активности или интенсивности внешнего облучения и условиями переноса частиц в среде.

Такая модель отражает основные черты накопления заряда и позволяет оценить возможные величины макроскопических электрических полей.

Оценки электрических полей у поверхности и полей, связанных с наличием включений в ЛТСМ

Для оценок скорости генерации объемного заряда в ЛТСМ можно использовать результаты работ [8, 9], в которых рассмотрено накопление заряда в радиоактивном материале с произвольно распределенными источниками заряженных частиц. Общая формула для скорости генерации заряда имеет вид

$$g(\vec{r}, t) = e \int \frac{Q(t, \vec{r} - \vec{r}_1)}{4\pi r r_1^2} dV_1 \int_0^\infty \Phi(r_1, E) I(E) dE - eQ(\vec{r}, t), \quad (3)$$

где $Q(r, t)$ - интенсивность источников заряженных частиц в объеме; $I(E)dE$ - вероятность частицы иметь энергию E в интервале $E, E + dE$; $\Phi(r, E)$ - вероятность частицы с энергией E пройти расстояние $r, r + dr$.

Для монохроматических излучателей частиц с пробегом L в [8] получено выражение для объемной плотности заряда ρ в зависимости от проводимости σ и диэлектрической проницаемости среды ε , постоянной распада λ , времени и расстояния от поверхности h .

$$\rho = \frac{eg\varepsilon}{\sigma - \varepsilon\lambda} F(L, h) \left[\exp(-\lambda t) - \exp\left(-\frac{\sigma}{\varepsilon} t\right) \right], \quad (4)$$

где $F(L, h)$ - функция, зависящая от геометрии задачи.

Для шара радиуса R

$$F = \frac{1}{2}(1 - \cos\theta), \quad \text{где } \cos\theta = \frac{2Rh - h^2 - L^2}{2L(R - h)}. \quad (5)$$

Для плоского слоя

$$F(h, L) = 1 - \frac{1}{2}(\cos\theta_1 - \cos\theta_2), \quad (6)$$

где $\cos\theta_1 = h/L$ при $L^2 - h^2 > 0$ и $\cos\theta_1 = 1$ при $L^2 - h^2 \leq 0$; $\cos\theta_2 = (h - d)/L$ при $L^2 - (h - d)^2 > 0$ и $\cos\theta_2 = -1$ при $L^2 - (h - d)^2 \leq 0$; d - толщина слоя.

Эти формулы можно использовать при оценке распределения поля для включения в диэлектрической матрице и в приповерхностной области ЛТСМ.

Применение формул для ЛТСМ возможно в предположении, что для характерных величин можно брать некоторые усредненные значения. В принципе, например, необходимо проводить усреднение по спектрам и компонентному составу радионуклидов в ЛТСМ и рассматривать сложные условия переноса излучения в среде. Столь же сложная задача

относительно величин ϵ и σ . Они неизвестны для различных компонент ЛТСМ, экспериментальные данные имеются только в работах, выполненных в МНТЦ "Укрытие" НАН Украины [1, 6, 7]. Использование в случае ЛТСМ литературных данных для стекол также ограничено. На сложность оценки величин электрических полей в ЛТСМ указывается в работе [10], в которой на основе экспериментального исследования особенностей эмиссии электронов с поверхности образцов ЛТСМ сделаны качественные выводы о картине распределения заряда в ЛТСМ. Отмечается возможность дополнительного потенциального барьера, обусловленного вторичными электронами.

Простые оценки полного заряда Q_i и электрического поля E_s на границе "включение - матрица" (индекс $i = 1, 2$) можно сделать, используя интегральные законы сохранения заряда и уравнение для вектора электрической индукции \vec{D} с соответствующими граничными условиями:

$$\frac{\partial Q_i}{\partial t} = G_i - J_s, \quad (7)$$

$$\text{div} \vec{D} = \rho, \quad (8)$$

$$D_{n2} - D_{n1} = \Sigma_s, \quad (9)$$

где D_{ni} - нормальные составляющие вектора \vec{D} ; $G_i = e \int_{L_i}^0 g_i(x) dx$ - для плоской границы и $G_i = e \int_V g_i(r) r^2 dr R^{-2}$ - для шара радиуса R ; Σ_s - заряд на границе раздела сред. Здесь предполагается постоянная скорость генерации, что выполняется для ЛТСМ.

Используя соотношения $J_{si} = \sigma_{si} E_{si}$, $G_1 = G_2$, получим для полей вблизи границы раздела сред в стационарном случае

$$E_{si} = G_i \sigma_{si}^{-1} \quad \text{и} \quad Q_i = G_i \tau_{si}. \quad (10)$$

Времена установления стационарного состояния определяются временами максвелловской релаксации $\tau_i = \epsilon_i / \sigma_i$.

$$\text{Заряд на поверхности раздела } \Sigma_s = G \left(\frac{\epsilon_2}{\sigma_2} - \frac{\epsilon_1}{\sigma_1} \right).$$

Оценки требуют знания характеристик включений. Далее для оценок будем использовать экспериментальные данные об ϵ , σ и активностях из работ [1, 2, 6, 10].

Для плоской границы раздела "ЛТСМ - воздух", полагая $G_i/e = g_s = 10^9$ Бк/см² и $\sigma = 10^{-14}$ Ом⁻¹ · см⁻¹, получим $E_{s1} = 1,6 \cdot 10^4$ В/см. Заряд Q_i , при $\epsilon/\epsilon_0 = 7$, будет 10^{-8} к/м², и время релаксации $\tau_i = 62$ с.

При оценках величины поля в воздухе вблизи поверхности ЛТСМ следует учитывать зависимость проводимости воздуха от степени ионизации, $\sigma(G_2) = \sigma_0 + \Delta\sigma$. В приближении бимолекулярной рекомбинации

$$\Delta\sigma = e(\mu_n + \mu_h) \frac{g}{\gamma},$$

где $\mu_{n,p}$ - подвижности электронов и ионов; γ - коэффициент бимолекулярной рекомбинации; g - скорость генерации пар. Оценки требуют знания спектрального состава потока частиц из ЛТСМ в воздух. При использовании для оценок экспериментальных данных для проводимости индуцированная излучением часть $\Delta\sigma$ уже учтена. Тем не менее представляет интерес

оценить вклад от генерации свободных электронов (электронов в состоянии выше края подвижности). Подвижностью дырок можно пренебречь [11]. Избыточная концентрация электронов

$$\Delta n = g\tau_{eff}, \quad \tau_{eff} \sim C_n v N_t,$$

где g учитывает все компоненты активности (α, β, γ); C_n - среднее сечение захвата на ловушки; v - скорость; N_t - концентрация центров захвата (рекомбинации). Реальные оценки затруднительны (нужно знать спектры и состав излучателей, подвижность электронов в ЛТСМ, которая отличается от подвижности в SiO_2 , характеристики центров захвата), тем не менее положим, что главный вклад в g дают α -частицы (активность $10 \text{ МБк} \cdot \text{см}^{-3}$, энергия 5 МэВ), энергия образования пары 25 эВ. Взяв $C_n = 10^{-16} \text{ см}^2$, $v = 10^8 \text{ см/с}$, $N_t = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что дает $\tau_{eff} = 10^{-10} \text{ с}$, получим $\Delta n = 10^5 \text{ см}^{-3}$, что соответствует вкладу в проводимость не более чем $10^{-17} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Для сферических включений при условии $L > 2R$ (длина свободного пробега больше радиуса включения) получим

$$E_{s1} = \frac{eg_0 R}{3\sigma_{s1}}, \tag{11}$$

где g_0 и $g_0 R/3$ - удельные объемная и поверхностная активности включения соответственно. При $g_0 = 10^9 \text{ Бк/см}^{-3}$, $\sigma = 10^{-15} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ для частиц с $R = 20 \text{ мкм}$ получим $E_s = 106 \text{ В/см}$.

Если радиус включения превышает длину пробега ($R \gg L$), то $E_{s1} = \frac{eg_0 L}{\sigma_{s1}} + o\left(\frac{L}{R}\right)$ и можно пользоваться результатами для плоской границы раздела.

Для оценки пондеромоторных сил нужно знать распределение поля $E(r)$. Используя формулы (6), можно получить распределения заряда и поля для плоской границы

$$E(x) = \frac{eg_0 L^2}{4\sigma} \left(1 - \frac{x}{L}\right)^2, \quad \rho(x) = \frac{eg_0 L}{2} \left(1 - \frac{x}{L}\right). \tag{12}$$

Для сферического включения при $L \geq 2R$ весь объем включения заряжен равномерно и

$$E = \frac{eg_0 r}{3\sigma_{s1}}, \tag{13}$$

При $L < R$ внутренняя область включения $r < (R - L)$ не заряжена и из выражения (5) можно получить

$$E = \frac{eg_0 R}{\sigma} f(h, R, L), \quad f(h, R, L) = \int_{L/R}^{h/R} F(x, y) x^2 dx, \tag{14}$$

где $F(x, y) = \frac{1}{2} - \frac{2x - x^2 - y^2}{4y(1 - y)}$.

Подобным образом можно получить выражения для поля в случае $R < L < 2R$. Интегрирование в формуле (14) может быть выполнено аналитически. Однако для оценок достаточно рассмотреть случай однородно заряженного шара, поэтому громоздкие выражения здесь не анализируем.

Формулы можно использовать, когда обе среды - включение и матрица - радиоактивны. В этом случае усложняется вычисление функции генерации G_i . Общая формула, учитывающая немонахроматичность спектров испускаемых β -частиц, рассмотрена в [9].

При оценках распределения поля необходимо знать величину L , которая в случае ЛТСМ является усредненной по спектру длиной пробега излучаемых частиц. Для оценок пробега электронов с максимальной энергией E_β можно пользоваться эмпирическими формулами [12] и учитывать непрерывность спектра β -излучателей.

$$L_\beta = 0,407 E_\beta^{1,38} \quad \text{при } 0,15 \leq E_\beta \leq 0,8 \text{ МэВ,}$$

$$L_\beta = 0,542 E_\beta - 0,133 \quad \text{при } 0,8 \leq E_\beta \leq 3 \text{ МэВ,}$$

где пробег выражается в $\text{г}/\text{см}^2$.

Считая, что в ЛТСМ основными β -излучателями являются ^{137}Cs и ^{90}Sr с энергиями E_β , 0,520 и 0,535 МэВ соответственно, для эффективного пробега получим величину L порядка 0,052 см.

Электрические поля, связанные с неоднородным распределением дефектов

Оценим электрические поля, связанные с локальными неоднородностями, в частности с неоднородным распределением заряженных примесей в объеме материала [13] (для простоты рассмотрим одномерный случай).

Электрическое поле определяется уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{e}{\varepsilon} (N_- - N_+ + n - p), \quad (15)$$

где $n(x) = n_0 \exp(e\varphi/kT)$, $p(x) = p_0 \exp(-e\varphi/kT)$, концентрации свободных носителей; N_+ , N_- - концентрации заряженных центров. В неупорядоченном стеклообразном диэлектрике (ЛТСМ) это могут быть D_+ и D_- центры в модели Стрита - Мотта [11].

Задавая пространственное распределение центров в виде $N(x) = N \sin(kx)$, где k характеризует масштаб пространственной неоднородности, можно получить решение уравнения (15) в виде

$$\varphi(x, k) = \frac{e N \sin(kx)}{\varepsilon (k^2 + k_D^2)}, \quad (16)$$

где $k_D^{-1} = \sqrt{\frac{\varepsilon k T}{2e^2 n_0}}$ - длина экранирования Дебая.

В случае $k \gg k_D$, который реализуется в диэлектрическом материале (оценки для ЛТСМ дают величины радиуса экранирования Дебая свободными электронами порядка 2 см при $n_0 = 10^4 \text{ см}^{-3}$), для амплитуды электрического поля получим

$$E = \frac{eN}{\varepsilon k}. \quad (17)$$

При $k = 10 \text{ см}^{-1}$, $N = 10^9 \text{ см}^{-3}$ (порядка величины флуктуации концентрации заряженных примесей), $\varepsilon/\varepsilon_0 = 7$ получим $E = 25 \text{ В}/\text{см}$.

В общем случае неоднородная концентрация заряда на локализованных уровнях может быть представлена в виде разложения Фурье и согласно (17) компоненты с большими k будут малы. Крупномасштабные пространственные флуктуации ограничиваются длиной Дебая. В сильнолегированных и неупорядоченных системах, когда экранированием свободными носителями можно пренебречь, длина экранирования определяется плотностью локализованных состояний на уровне Ферми $N(E_F)$ [11]

$$\lambda = \left(\frac{\varepsilon}{e^2 N(E_F)} \right).$$

Такая оценка соответствует рассмотрению ЛТСМ как сильнолегированной неупорядоченной системы при большой степени компенсации.

В этом случае можно использовать результаты Шкловского - Эфроса [14]. Величина флуктуационного потенциала

$$\varphi = \frac{e}{4\pi\varepsilon} N^{\frac{2}{3}} n^{-\frac{1}{3}}, \quad (18)$$

где $N = N_d + N_a$ - полная концентрация доноров и акцепторов.

Характерная длина пространственной неоднородности

$$r_s = N^{\frac{1}{3}} n^{-\frac{2}{3}}. \quad (19)$$

Для величины флуктуации электрического поля получим

$$E = \frac{e}{4\pi\varepsilon} N^{\frac{1}{3}} n^{\frac{1}{3}}. \quad (20)$$

При $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\varepsilon/\varepsilon_0 = 7$ получим $E = 21 \text{ В/см}$.

Оценка механических напряжений, связанных с электрическими полями

Электрические поля, возникающие в диэлектриках, могут существенно влиять на механические свойства [3, 4, 15]. Используя полученные распределения заряда и поля (12) - (14), можно оценить пондеромоторные силы и соответствующие механические напряжения. Объемная плотность пондеромоторных сил f определяется выражением [16]

$$\vec{f} = \rho\vec{E} - \frac{1}{2} E^2 \text{grad}\varepsilon + f'''. \quad (21)$$

При оценках будем пренебрегать неоднородностью диэлектрической проницаемости и электрострикционными силами f''' . Сила связана с тензором натяжения электрического поля T_{ik} соотношением

$$f_i = \sum_k \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k}. \quad (22)$$

В равновесии натяжение T уравнивается механическими напряжениями.

В случае плоской границы раздела из соотношений (12) и (22) получим

$$f_x = \frac{1}{8} \left(\frac{eg_0\varepsilon}{\sigma} \right)^2 (L-x)^3 \quad (23)$$

или

$$f_x = \frac{2\varepsilon E_s^2}{L^4} (L-x)^3, \quad E_s = \frac{eg_0 L^2}{4\sigma}, \quad (24)$$

где E_s - поле у поверхности.

Для величины натяжения T_{xx} получим

$$T_{xx} = \varepsilon E_s^2 \frac{(L-x)^4}{2L^4}. \quad (25)$$

Взяв $E_s = 10^4 \text{ В/см}$ и $L = 0,1 \text{ см}$, получим $f_x = 0,124 \text{ н/см}^3$ и $T_{xx} = 31 \text{ Па}$.

Для случая сферического включения при условии $L > 2R$, когда шар равномерно заряжен, $\rho = eg_0\varepsilon/\sigma$, можно получить для пондеромоторной силы и натяжения

$$f_r = \frac{\rho_0^2 r}{3\varepsilon}, \quad T_{rr} = \frac{\rho_0^2 r^2}{12\varepsilon}. \quad (26)$$

У поверхности включения радиуса R для натяжения получим

$$T_{rr}(R) = \frac{R^2}{12\varepsilon} \left(\frac{eg_0\varepsilon}{\sigma} \right)^2. \quad (27)$$

Взяв $R = 0,05$ см и $g_0 = 10^9$ Бк/см³ и $\tau = 62$ с, получим $f_r = 2,7 \cdot 10^{-4}$ н/см³ и $T_{rr} = 7 \cdot 10^{-2}$ Па.

На поверхность раздела действует дополнительное механическое напряжение, равное разности напряжений по обе стороны границы.

Приведенные оценки дают небольшие механические напряжения. Значительные механоэлектрические эффекты, наблюдавшиеся, например, в алюмосиликатных стеклах [15], связаны с более низкой проводимостью стекол (10^{-16} Ом⁻¹ · см⁻¹) и облучением образцов электронами с высокой плотностью пучка (10^{-7} А/см²).

Надежность оценок существенно зависит от имеющихся экспериментальных данных. Так, роль эмиссии вторичных электронов на поверхности раздела "ЛТСМ - воздух" увеличивает интенсивность генерации заряда и величину поля у поверхности. Однако при использовании экспериментальных данных о поверхностной активности этот эффект учитывается. При дальнейших оценках следует учитывать шероховатость поверхности, когда поле выше у острых выступов или присутствуют локальные флуктуации активности и проводимости относительно средних значений (1 ГБк/см³, 10^{-14} Ом⁻¹ · см⁻¹), использованных при оценках.

Выводы

Оценки, приведенные выше, дают максимальные значения макроскопических полей при накоплении заряда, учитывая неопределенность в характеристиках ЛТСМ, в пределах $10^4 - 10^5$ В/см. Такие поля приводят к сравнительно небольшим механическим напряжениям (порядка 10^2 Па). Однако роль таких полей может быть важной для переноса ионов и формирования локальных полей, например в треках заряженных частиц. Для более реалистической оценки полей желательно иметь экспериментальные данные о зависимости электропроводности от электрического поля и пространственного распределения эмиссии электронов.

Автор благодарен В. И. Сугакову и А. В. Жидкову за полезные обсуждения результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барьяхтар В.Г., Гончар В.В., Жидков А.В., Ключников А.А. Радиационные повреждения в лавообразных топливосодержащих материалах объекта "Укрытие". - Чернобыль, 1998. - 17 с. - (Препр. / НАН Украины. МНТЦ "Укрытие"; 98-12).
2. Барьяхтар В.Г., Гончар В.В., Жидков А.В., Ключников А.А. О пылегенерирующей способности аварийного облученного топлива и лавообразных топливосодержащих материалов объекта "Укрытие". - Чернобыль, 1997. - 20 с. - (Препр. / НАН Украины. МНТЦ "Укрытие"; 97-10).
3. Спицын В.И., Громов В.В. Физико-химические свойства радиоактивных твердых тел. - М.: Атомиздат, 1973. - 191 с.
4. Громов В.В. Электрический заряд в облученных материалах. - М.: Энергоиздат, 1984. - 112 с.
5. Боев С.Г., Ушаков В.Я. Радиационное накопление заряда в твердых телах и методы его диагностики. - М.: Энергоатомиздат, 1991. - 240 с.

6. Жидков А.В., Гончар В.В., Веклич Е.Л. и др. Исследование физико-химических свойств топливосодержащих материалов объекта "Укрытие" // Проблемы Чернобыля. – 1998. - Вып. 3. - С. 33 - 35.
7. Жидков А.В., Гончар В.В., Веклич Е.Л., Чемерский Г.Ф. Изучение электродинамических свойств топливосодержащих материалов с целью создания технологических основ их сепарации от других радиоактивных отходов объекта "Укрытие" // Там же. – 2002. - Вып. 9. - С. 168 - 171.
8. Сахаров А.Г., Громов В.В. Формирование заряда в радиоактивных твердых телах // ЖФХ. - 1976. - Т. 50, № 6. - С. 1513 - 1518.
9. Сахаров А.Г., Громов В.В., Мерзюнов К.М. Расчет пространственного распределения заряда в β -радиоактивных твердых телах // Там же. - 1978. - Т. 52, № 2. - С. 433 - 435.
10. Гончар В.В., Жидков А.В., Маслов Д.М. Емісія електронів з поверхні лавоподібних паливовмісних матеріалів та якісна картина розподілу електричних полів в їх приповерхневому шарі // Проблеми Чернобыля. - 2004. - Вып. 15. - С. 78 - 82.
11. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Т.1 - М.: Мир, 1982. - 386 с.
12. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 462 с.
13. Fishchuk I.I., Goliney I.Yu., Sugakov V.I., Zinets O.S. Simulation of physical properties of fuel containing material // Condensed Matter Physics. – 1997. - No. 12. - P. 27 - 36.
14. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников.- М.: Наука, 1979. - 416 с.
15. Воробьев А.А., Завадовская Е.К., Стародубцев В.А., Федоров Б.В. Разряды и механоэлектрические явления в заряженных стеклах // Изв. вузов СССР. Сер. Физика. - 1977. - № 2. - С. 40 - 46.
16. Тамм И.Е. Основы теории электричества. - М.: Наука, 1976. - 616 с.

НАКОПИЧЕННЯ ЗАРЯДУ ТА ЕЛЕКТРИЧНІ ПОЛЯ В ЛАВОПОДІБНИХ ПАЛИВОВМІСНИХ МАТЕРІАЛАХ

О. С. Зінець

Виконано оцінки величин заряду та електричного поля, зумовлених внутрішнім радіоактивним опроміненням, в лавоподібних паливовмісних матеріалах (ЛПВМ). На поверхні та на границі "включення - матриця SiO_2 " електричне поле може досягати величини $10^4 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ для ЛПВМ з загальною альфа- та бета-активністю $1 \text{ ГБк} \cdot \text{см}^{-3}$. Механічні напруження, пов'язані з такими полями, невеликі (становлять порядку 10^2 Па) і мало впливають на руйнування матеріалів.

CHARGE ACCUMULATION AND ELECTRIC FIELDS IN LAVA-LIKE FUEL CONTAINING MATERIALS

O. S. Zinets

The charge accumulation and electric fields due to internal radioactivity in lava-like fuel containing materials has been considered. It has been shown that macroscopic electric fields can be as large as 10^4 V/cm at the material surface and at the interface of a spherical inclusion - SiO_2 matrix for the total activity $1 \text{ GBk} \cdot \text{cm}^{-3}$. The mechanical stresses connected with such fields are small (10^2 Pa) and have a small influence on the material destruction.

Поступила в редакцію 08.12.04,
после доработки – 27.01.05.