Вісник Харківського національного університету
Серія «Математичне моделювання. Інформаційні технології. Автоматизовані системи управління»
УДК 536.24 № 809, 2008, с.204-211

Математичне моделювання процесу плавлення радіоактивних відходів з використанням мікрохвильової енергії

В. О. Яковенко
Академія митної служби України

The mathematical model of microwave fusion of the dielectric glass or other mineral materials in technology of highly toxic and radioactive waste's processing is constructed. Relations for determine of temperatures in a solid phase and a melt of a material and the law of motion of phase change's boundary are gained.

Вступ. Дослідження з розробки технології переробки радіоактивних відходів (РАВ) проводяться практично у всіх країнах, що мають ядерну енергетику, таких як Україна, Росія, США, Великобританія, Франція, Японія, ФРН, Бельгія. В даний час сучасна концепція поводження з високоактивними відходами припускає їх іммобілізацію, тобто включення в важкорозчині скло- або мінералоподібні матриці [1,2].

Як джерело тепла на промислових установках переробки РАВ використовують мікрохвильове нагрівання, перевагою якого є висока продуктивність та технологічність. Основним недоліком освоєної схеми переробки радіоактивних відходів у склоподібний стан є неможливість переробки ряду корозійно-агресивних сполук заліза, нікелю, хрому, платиноїдів, ферроцианідів, що входять до радіоактивних відходів. Останнім часом ведуться інтенсивні дослідження з використання в таких процесах енергії мікрохвильових електромагнітних коливань [3].

Слід зазначити, що матриці, наприклад на основі муратаіта, синтезуються за декілька годин методом плавлення при температурах 1500 – 1600^{0}C з наступною кристалізацією [4, 5]. З точки зору теплових процесів при виготовленні матриць характерним є високоінтенсивність таких процесів, існування двофазного стану матеріала РАВ, наявність мікрохвильових джерел теплової енергії.

Виходячи з проведеного огляду на сьогодняшній день не проводилися дослідження при плавленні РАВ мікрохвильовою енергією з урахуванням фазових перетворень в матеріалі. Тому метою даної роботи є визначення температурних полів в умовах мікрохвильового плавлення матеріалу РАВ, закону руху межі фазового перетворення „тверде тіло - рідина”, робочої частоти мікрохвильового поля.

Постановка задачі. Введемо наступні припущення при взаємодії мікрохвильового поля з матеріалом РАВ:

– процеси взаємодії, що відбуваються між перемінним електричним полем і структурою РАВ такі, що електромагнітна хвиля не слабшає в напрямку свого поширення;

– за рахунок відображення електромагнітної хвилі від поверхні РАВ величина відображення енергії визначається коефіцієнтом відображення;

– підвищення температури в одиниця об'єму РАВ, пропорційне частоті і квадратові напруженості електричного поля, визначається виразом, що відповідає однорідному електромагнітному полю;

– граничні умови для нормальних складових векторів поля на межі розподілу двох середовищ РАВ не враховують поверхневої щільності електричних і магнітних зарядів;

– для тангенціальних складових векторів електромагнітного поля на межі розподілу двох середовищ виконується умова їх рівності;

– перенос теплової енергії в матеріалі РАВ здійснюється теплопровідністю;

– швидкість поширення температурної хвилі кінцева (високоінтенсивні нестаціонарні процеси, гіперболічний тип рівняння теплопровідності);

– особливості руху поверхні розподілу фаз переважно залежать від розподілу температури лише у рідкій фазі, який в свою чергу, формується переважно за рахунок тепловиділення у цій фазі, що дає право враховувати джерело тепла тільки в рідкій фазі матеріалу.

Керуючись такими припущеннями розглянемо нестаціонарний процес теплообміну в умовах плавлення РАВ, що виникає під дією мікрохвильового нагрівання. Для такого процесу теплообміну характерним є безінерційність, що дозволяє автоматизувати технологію плавлення, а також відсутність теплоносія та нагрівальних елементів, що дає можливість здійснювати надчистий нагрів. Припустимо, що контейнер для РАВ виготовлений з матеріалу який не поглинає мікрохвильове випромінювання. У цьому випадку під дією електромагнітного поля температура матеріалу, що знаходиться в контейнері, зростає від T_c до температури плавлення T_ϕ з періодом релаксації τ_1. Враховуючи, що плавлення РАВ відповідає високоінтенсивному процесу теплопереносу, рівняння теплопровідності для рідкої та твердої фаз відносяться до класу гіперболічних рівнянь [6]. Питому потужність джерела тепла, що виника під дією мікрохвильового випромінювання визначимо, як задану у вигляді [7] $\alpha\vec{E}^2(\tau,z)/c\rho_1$, де $\vec{E}(\tau,z)$ –напруженість електричного поля, α – коефіцієнт, який залежить від діелектричної проникності, густини ρ_1 та питомої теплоємності c.

Таким чином математична модель мікрохвильового нагрівання області кінцевих розмірів з урахуванням кінцевої швидкості поширення тепла, яка дозволить визначити розподіл температур у рідкій і твердій фазах та закон руху границі фазового перетворення, має вигляд:

– у рідкій фазі:

$$\tau_1\frac{\partial^2 T_1}{\partial\tau^2}+\frac{\partial T_1}{\partial\tau}=a_1^2\frac{\partial^2 T_1}{\partial z^2}+\frac{\alpha\vec{E}^2(\tau,z)}{c\rho_1},\tau>0,0<z<\xi(\tau), \tag{1}$$

$$T_1(0,z)=T_C\,,\ \left.\frac{\partial T_1}{\partial \tau}\right|_{\tau=0}=0\,, \tag{2}$$

$$T_1(\tau,0)=T_C\,,\ T_1(\tau,\xi)=T_{\Phi}\,; \tag{3}$$

– у твердій фазі:

$$\tau_1\frac{\partial^2 T_2}{\partial \tau^2}+\frac{\partial T_2}{\partial \tau}=a_2^2\frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2},\tau>0,\xi(\tau)<z<l\,, \tag{4}$$

$$T_2(0,z)=T_0\,,\ \left.\frac{\partial T_2}{\partial \tau}\right|_{\tau=0}=0\,, \tag{5}$$

$$T_2(\tau,l)=T_0\,,\ T_2(\tau,\xi)=T_{\Phi}\,. \tag{6}$$

Умова Стефана на ізотермічній границі розподілу фаз $\xi(\tau)$ має вигляд:

$$q_1[\tau,\xi(\tau)]-q_2[\tau,\xi(\tau)]=L\rho_1\frac{d\xi}{d\tau}\,, \tag{7}$$

де ξ – координата, що позначає поточне розташування границі розподілу фаз, L – теплота фазового перетворення, τ – час, T_1,T_2 – температура в рідкій і твердій фазі відповідно, T_ϕ – температура фазового перетворення, $\vec{E}(\tau,z)$ – напруженість електричного поля, α – коефіцієнт, який залежить від діелектричної проникності, густини ρ_1 та питомої теплоємності c, a_1^2,a_2^2 – коефіцієнт температуропровідності в рідкій і твердій фазі відповідно, z – координата, T_C – початкова температура в рідкій фазі, T_0 – початкова температура в твердій фазі, q_1,q_2 – величина теплового потоку на рухомій межі розподілу фаз в рідкій і твердій фазі відповідно.

Вектор теплового потоку можна представити у виді:

$$\vec{q}=-\frac{\lambda}{\tau_1}\int_0^{\tau}\nabla T\exp\left[-\frac{(\tau-\eta)}{\tau_1}\right]d\eta\,, \tag{8}$$

Тоді рівняння (7) з урахуванням залежності (8) можна представити у виді:

$$\lambda_2\left.\frac{\partial T_2}{\partial z}\right|_{z=\xi(\tau)}-\lambda_1\left.\frac{\partial T_1}{\partial z}\right|_{z=\xi(\tau)}=L\rho(u\frac{d^2\xi}{d\tau^2}+\frac{d\xi}{d\tau}), \tag{9}$$

де $\xi(0)=\xi_0$, $(d\xi/d\tau)_{\tau=0}=0$, λ_1, λ_2 – коефіцієнт теплопровідності в рідкій і твердій фазі відповідно.

Розв'язок задачі. Дотримуючись підходу, викладеного в [8], введемо нові функції:

$$\vartheta_1(z,\tau)=T_1(z,\tau)-T_c-(T_\Phi-T_c)\frac{z}{\xi(\tau)}, \tag{10}$$

$$\vartheta_2(z,\tau)=T_2(z,\tau)-T_\Phi-(T_0-T_\Phi)\frac{z-\xi(\tau)}{l-\xi(\tau)}, \tag{11}$$

для яких граничні умови перетворяться до однорідних.

Щодо функцій розподілу температур в твердій фазі, утвореному розплаві і рухливій границі відповідно: $\vartheta_1(z,\tau)$, $\vartheta_2(z,\tau)$, $\xi(\tau)$, – одержимо наступні співвідношення:

$$T_1(z,\tau)=T_c+(T_\Phi-T_c)\frac{z}{\xi(\tau)}+\frac{2}{\xi(\tau)}\sum_{n=1}^{\infty}\alpha_n(\tau)\sin\frac{n\pi}{\xi}z,$$

$$T_2(z,\tau)=T_\Phi+(T_0-T_\Phi)\frac{z-\xi(\tau)}{l-\xi(\tau)}+\frac{2}{l-\xi(\tau)}\sum_{n=1}^{\infty}\beta_n(\tau)\sin\frac{nz[z-\xi(\tau)]}{l-\xi(\tau)},$$

де

$$\vartheta_1(z,\tau)=\frac{2}{\xi(\tau)}\sum_{n=1}^{\infty}\alpha_n(\tau)\sin\frac{n\pi}{\xi}z,$$

$$\vartheta_2(z,\tau)=\frac{2}{l-\xi(\tau)}\sum_{n=1}^{\infty}\beta_n(\tau)\sin\frac{n\pi[z-\xi(\tau)]}{l-\xi(\tau)}.$$

Значення $\alpha_n(\tau)$ та $\beta_n(\tau)$ визначаються із системи звичайних диференціальних рівнянь:

$$\tau_1\frac{d^2\alpha_n}{d\tau^2}+\frac{d\alpha_n}{d\tau}+\left(\frac{n\pi a_1}{\xi}\right)^2\alpha_n=\frac{\dot{\xi}}{2\xi}\sum_{m=1}^{\infty}\gamma_{nm}\alpha_m+\frac{\tau_1\dot{\xi}^2}{\xi^2}\sum_{m=1}^{\infty}\gamma_{nm}\alpha_m+\frac{\tau_1\dot{\xi}}{\xi}\sum_{m=1}^{\infty}\gamma_{nm}\frac{d\alpha_m}{d\tau}+$$
$$+\frac{\tau_1\xi}{2}\left(\frac{\ddot{\xi}}{\xi^2}-\frac{2\dot{\xi}^2}{\xi^3}\right)\sum_{m=1}^{\infty}\gamma_{nm}\alpha_m+\frac{2\tau_1\dot{\xi}^2}{\xi^2}\sum_{m=1}^{\infty}\Delta_{nm}\alpha_m+\frac{(-1)^{n+1}(T_\Phi-T_c)}{n\pi}\left[\dot{\xi}+\frac{\tau_1(\ddot{\xi}-2\dot{\xi}^2)}{\xi}\right]+$$
$$+\int_0^{\xi}\frac{\alpha\vec{E}^2}{c\rho_1}\sin\frac{n\pi}{\xi}z\,dz,$$

$$\alpha_n(0)=\frac{(-1)^{n+1}(T_c-T_\phi)}{n\pi}\xi_0,\ \left.\frac{d\alpha_n}{d\tau}\right|_{\tau=0}=0,$$

$$\gamma_{nm}=1, \varDelta_{nm}=\frac{2m\pi^2-3}{12}, m=n,\ \gamma_{nm}=\frac{4(-1)^{n+m}mn}{m^2-n^2}, \varDelta_{mn}=\frac{4(-1)^{m+n}mn^3}{(m^2-n^2)^2}, m\neq n,$$

$$\tau_1\frac{d^2\beta_n}{d\tau^2}+\frac{d\beta_n}{d\tau}+\left(\frac{n\pi a_2}{l-\xi}\right)^2\beta_n=\frac{\dot\xi}{2(l-\xi)}\sum_{m=1}^{\infty}\varOmega_{nm}\beta_m+\frac{\dot\xi(l-\dot\xi)}{(l-\xi)^2}\tau_2\sum_{m=1}^{\infty}\delta_{nm}\beta_m+\frac{\tau_1\dot\xi}{l-\xi}\sum_{m=1}^{\infty}\delta_{nm}\frac{d\beta_m}{d\tau}+$$
$$+\frac{\tau_2\left[2\dot\xi^2+\xi(l-\xi)\right]}{(l-\xi)^2}\sum_{m=1}^{\infty}\varOmega_{nm}\beta_m+\frac{\tau_1\ddot\xi^2}{(l-\xi)^2}\sum_{m=1}^{\infty}\omega_{nm}\beta_m+\frac{T_0-T_\phi}{n\pi}\left[\dot\xi+\frac{\tau_2\left(\ddot\xi(l-\xi)+2\dot\xi^2\right)}{l-\xi}\right],$$

$$\beta_n(0)=\frac{(T_0-T_\phi)(l-\xi_0)}{n\pi},\ \left.\frac{d\beta_n}{d\tau}\right|_{\tau=0}=0,$$

$$\varOmega_{nm}=-1, \delta_{nm}=\varOmega_{nm}, \omega_{nm}=-\frac{1}{6}(8\pi^2m^2-3), n=m,$$

$$\varOmega_{nm}=-\frac{4nm}{m^2-n^2}, \delta_{nm}=2\varOmega_{nm}, \omega_{nm}=-\frac{8mn^3}{(m^2-n^2)^2}, n\neq m.$$

Тоді співвідношення на границі розподілу фаз з урахуванням залежностей для $T_1(z,\tau)$ і $T_2(z,\tau)$ прийме вид:

$$u\frac{d^2\xi}{d\tau^2}+\frac{d\xi}{d\tau}+\frac{1}{L\rho}\left[\frac{\lambda_2(T_\varPhi-T_O)}{l-\xi}+\frac{\lambda_1(T_\varPhi-T_C)}{\xi}\right]+\frac{2\lambda_1\pi}{\xi^2}\sum_{n=1}^{\infty}n(-1)^n\alpha_n-\frac{2\lambda_2\pi}{(l-\xi)^2}\sum_{n=1}^{\infty}n\beta_n=0,$$

$$\xi(0)=\xi_0,\ \dot\xi(0)=0.$$

Цю задачу з початковими умовами для звичайного лінійного диференційного рівняння можна використовувати для розрахунку динаміки координати ξ, що визначає розташування межі розподілу фаз. Вкажемо, що при $\tau_1\to 0$ отримані результати збігаються до відповідних результатів задачі Стефана, що ґрунтується на теорії Фур'є [9].

Постановка задачі для випадку включення РАВ у важкорозчинну скло- або мінералоподібну матрицю сферичної форми виглядатиме наступним чином.

Побудуємо математичну модель теплообміну при плавленні шару радіуса M, що складається з діелектричного теплопровідного матеріалу (ε_n,μ_n) під дією мікрохвильової енергії, яка ініціюється в області термообробки внутрішнім джерелом тепла заданої потужності.

Припустимо, що теплофізичні параметри утвореного розплаву і початкової твердої фази області не залежать від температури, а густина речовини не змінюється при плавленні й отже, зневажаючи теплообміном розплаву і твердої фази з навколишнім середовищем, можна розглянути сферично-симетричну задачу Стефана:

$$\frac{\partial T_1}{\partial \tau} = a_1\left(\frac{\partial^2 T_1}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial T_1}{\partial r}\right) + \frac{\alpha_1 \vec{E}^2(\tau, z)}{c\rho_1}, \quad (0 < r < \xi(\tau)), \tag{12}$$

$$T_1(0, r) = T_{\text{тм}},$$

$$\left.\frac{\partial T_1}{\partial r}\right|_{r=0} = 0, \quad T_1(\tau, \xi(\tau)) = T_{\text{тм}},$$

$$-\lambda_1 \left.\frac{\partial T_1}{\partial r}\right|_{r=\xi(\tau)} + \lambda_2 \left.\frac{\partial T_2}{\partial r}\right|_{r=\xi(\tau)} = L\rho_1 \frac{d\xi}{d\tau}, \tag{13}$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial \tau} = a_2\left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial T_2}{\partial r}\right), \quad (\xi(\tau) < r < M), \tag{14}$$

$$T_2(0, r) = T_0, \; T_2(\tau, \xi(\tau)) = T_{\text{тм}}, \; T_2(\tau, M) = T_0, \tag{15}$$

де $T_1(\tau, r)$, $T_2(\tau, r)$ – температури рідкої і твердої фази відповідно, $T_{\text{тм}}$ – температура плавлення, $\xi(\tau)$ – границя розподілу фаз, $\xi(0) = \xi_0$, α_1 – заданий коефіцієнт, що залежить від діелектричної проникності, щільності і питомої теплоємності матеріалу.

Розв'язок задачі. Розподіл температури в розплаві і твердій фазі визначається співвідношеннями:

$$T_1(\tau, r) = T_{\text{тм}} + \frac{2}{\xi r}\sum_{n=1}^{\infty} \alpha_n(\tau) \sin\frac{n\pi}{\xi} r, \tag{16}$$

$$T_2(\tau, r) = \frac{\varphi(\tau, r)}{r} + \frac{2}{r(M - \xi)}\sum_{n=1}^{\infty} \beta_n(\tau) \sin\frac{n\pi}{(M - \xi)}(r - \xi). \tag{17}$$

Визначимо середню за обсягом розплаву температуру:

$$\overline{T}_1(\tau) = \frac{3}{\xi^3}\int_0^{\xi} r^2 T_1(\tau, r) dr = T_{TM} + \frac{6}{\pi\xi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(-1)^n}{n}\alpha_n(\tau), \tag{18}$$

де профіль поверхні розподілу фаз $\xi(\tau)$ визначається з умови Стефана (13) у виді:

$$\frac{d\xi}{d\tau}+\frac{2\lambda_1\pi}{L\rho_1\xi^3}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n n\alpha_n(\tau)=\frac{\lambda_2}{L\rho_1\xi}\left[\frac{(T_0M-T_{\text{тм}}\xi)}{M-\xi}-T_{\text{тм}}+\frac{2\pi}{(M-\xi)^2}\sum_{n=1}^{\infty}n\beta_n(\tau)\right]. \quad (19)$$

Ряди виду (16), (17) в області збіжності збігаються рівномірно. При обчисленнях можна обмежиться чотирма членами ряду, що і визначає порядок системи диференціальних рівнянь відносно $\alpha_n(\tau)$ та $\beta_n(\tau)$, яка має вид:

$$\frac{d\alpha_n}{d\tau}+\left(\frac{n\pi}{\xi}\right)^2 a_1\alpha_n=\frac{n}{\xi}\frac{d\xi}{d\tau}\sum_{m=1}^{\infty}(-1)^{n+m}m\gamma_{nm}\alpha_m+\frac{(-1)^{n+1}\xi}{n\pi}\frac{\alpha_1}{c\rho_1}\int_0^{\xi}\vec{E}^2(\tau,z)dr,$$

$$\alpha_n(0)=0,$$

$$\gamma_{nm}=\frac{2}{m^2-n^2},\, m\neq n,$$

$$\gamma_{nm}=\frac{1}{2n^2},\, m=n,$$

$$\frac{d\beta_n}{d\tau}+\left(\frac{n\pi}{M-\xi}\right)^2 a_2\beta_n=-\frac{n\dot{\xi}}{M-\xi}\sum_{m=1}^{\infty}m\gamma_{nm}\beta_m+\frac{(M-\xi)\left(1-(-1)^n\right)}{n\pi}\times$$
$$\times\left[T_{TM}\dot{\xi}+\frac{(M-\xi)\left(2T_{TM}\dot{\xi}\xi-\ddot{\xi}T_0M\right)}{n\pi}-\frac{\xi\dot{\xi}(T_0M-T_{TM}\xi)}{n\pi}\right]+\frac{\dot{\xi}\left(\xi+(-1)^{n+1}M\right)(T_0-T_{TM})M}{n\pi(M-\xi)},$$

$$\beta_n(0)=\frac{\xi(0)(T_{TM}-T_0)(1-M)}{n\pi}.$$

Висновки. Вдосконалено математичну модель мікрохвильового плавлення стосовно до РАВ. На цій базі отримано формули і рівняння, які можна використати для розрахунку розподілу температурних полів (зокрема, їх середніх значень у рідкій і твердій фазах матеріалу), для визначення закону руху границі фазового перетворення.

ЛІТЕРАТУРА

1. Копырин А.А., Карелин А.И., Карелин В.А. Технология производства и радиохимической переработки ядерного топлива. М.: Атомэнергоиздат, 2006.

2. Weber W.J., Ewing R.C. Radiation effects in crystalline oxide host phases for the immobilization of actinides//Proceed. of sympos. “Sci. Bas. Nucl. Waste Managem.–XXV”. Warrendale: MRS, 2002. V. 713., P. 443–454.
3. Архангельский Ю.С., Тригорлый С.В. СВЧ электротермические установки лучевого типа. – Саратов: Изд-во. Сарат. гос. техн. ун-та, 2000. – 122 с.
4. Лаверов Н.П., Юдинцев С.В., Стефановский С.В., Джанг Я.Н. О новых актиноидных матрицах со структурой пирохлора//Докл. РАН, 2002, Т. 381, №3, С. 399 – 402.
5. Стефановский С.В., Никонов Б.С., Омельяненко Б.И. и др. Искусственные плавленные материалы на основе цирконолита для иммобилизации радиоактивных отходов//Физика и химия обработки материалов. 1997. №6. С. 111 – 117.
6. Лыков А.В. Теплообмен .-М. :Энергия, 1971.-560с.
7. Пюшнер Г. Нагрев энергией сверхвысоких частот: Пер. с англ. – М.: Энергия, 1968. – 175 с.
8. Яковенко В.О. Моделювання теплообміну при збудженні в матеріалі надвисокочастотного поля // Методи розв’язування прикладних задач механіки деформівного твердого тіла. – Дніпропетровськ: ДНУ, 2006. – С. 163 – 168.
9. Яковенко В.А., Коряшкина Л.С. О решении одной задачи теплопереноса с фазовым превращением // Питання прикладної математики і математичного моделювання. – Дніпропетровськ: РВВ ДНУ, 2003. – С. 100 – 113.

Информация оргкомитета Международного симпозиума МДОЗМФ-2007

Организационный комитет Международного симпозиума МДОЗМФ-2007 оповещает научную общественность, в том числе читателей периодического научного сборника Вестник ХНУ серия «Математическое моделирование. Информационные технологии. АСУ», об успешном проведении тринадцатого симпозиума МДОЗМФ 11-15 июня 2007 г. в г. Херсоне и пос. Лазурное (Украина).

Содержание научных докладов отражают изданные Труды XIII Международного симпозиума МДОЗМФ, а также развёрнутые статьи некоторых участников симпозиума в близких по времени выпусках Вестника ХНУ.

Официальное открытие XIII Международного симпозиума «Методы дискретных особенностей в задачах математической физики» состоялось 11 июня в форме встречи участников с ректором Херсонского госуниверситета – сопредседателем Оргкомитета симпозиума проф. Ю.И. Беляевым, который выступил с приветствием. Были оглашены приветствия от сопредседателя Оргкомитета проф. Ю.В. Ганделя и члена программного комитета чл.-корр. НАН Украины С.А. Довгого, которые не смогли прибыть на симпозиум. В обсуждении научного и гуманитарного значения симпозиумов МДОЗМФ, их перспектив участвовали проф. А.И. Желанников, сопредседатель Оргкомитета проф. В.Ф. Пивень, проф. А.В. Сетуха (представители России), учёный секретарь симпозиума доц. В.О. Мищенко, доц. В.И. Кузьмич, доц. Д.И. Черний (Украина).

Согласно научной программе симпозиума было заслушано 83% докладов из числа запланированных. Всего было заявлено более 100 докладов. Работали следующие секции: сингулярные и гиперсингулярные интегральные уравнения, аэрогидродинамика, электродинамика и радиофизика, математическое моделирование и численный эксперимент, теория фильтрации, компьютерное моделирование – информационные технологии. Организаторы и руководители секций: проф. В. В. Вышинский, проф. А. С. Гиневский, проф. А. И. Желанников, проф. В. И. Морозов (Москва), доц. В. О. Мищенко (Харьков), проф. В. Ф. Пивень (Орёл), проф. А. А. Приходько (Днепропетровск), проф.А. В. Сетуха (Москва).

Секции компьютерного моделирования сопутствовала школа-семинар «Высокие информационные технологии. Ада » Её лекторий и форум обеспечили В.Годунко (Рстов-на-Д.), С.Лодягин (Днепропетровск), М.Резник (Запорожье).

Следует с благодарностью отметить радушие работников базы ХГУ «Буревестник» (где проходил симпозиум) и упомянуть об отличной погоде в те дни. Всё это способствовало творческой работе участников симпозиума.

Подробная информация о прошедшем XIII и подготовке предстоящего XIV симпозиума МДОЗМФ размещается на сайте dsmmph.univer.kharkov.ua.

Остаётся процитировать официальную резолюцию симпозиума:

«…

2. Научная программа симпозиума МДОЗМФ-2007 полностью выполнена. Дружеская творческая атмосфера официальных и неформальных мероприятий симпозиума содействовала эффективному общению участников по научным интересам.

3. Проведение очередного XIV Международного симпозиума „Методы дискретных особенностей в задачах математической физики” запланировать в Херсонском государственном университете и пос. Лазурное в 2009 г.

4. … Первое заседание оргкомитета провести в феврале 2008 г. в Орловском госуниверситете (Россия)»

Оргкомитет МДОЗМФ