

следует, что отношение  $K_2$  (при  $l = 40$  мм) к  $K_1$  (при  $l = 20$  мм) равно 1,54. Предположим, что кратность рециркуляции не влияет на образование  $NO$  и количество  $NO$  и  $NO_2$  примерно одинаково. Тогда экспериментально измеренное количество  $NO_2$  при  $l = 20$  мм соответствует 39,4 мг/м<sup>3</sup>. Их соотношение составляет 1,31, что несколько меньше теоретического 1,54.

### Выводы

Проведенное численное моделирование позволило установить, что труба от фронтальной стенки котла излучателя должна располагаться на расстоянии, равном глубине погружения горелки. Оптимальный геометрический размер  $L$  составляет 0,07 м, при этом рециркуляция топочных газов будет наибольшей и составляет более 100%. Экспериментально подтверждено, что наличие излучателя снижает вредный выброс оксидов азота, что объясняется увеличением рециркуляционного расхода продуктов сгорания, идущих в корень факела на повторный дожд.

УДК 536.244

ЕМЕЛЬЯНОВ А.А.<sup>1</sup>, ПОЛУБОЯРОВ В.А.<sup>2</sup>, БУРКА А.Л.<sup>1</sup>, КОРОТАЕВА З.А.<sup>2</sup>, ВЕЛИКАНОВ Е.В.<sup>1</sup>, ЛАПИН А.Е.<sup>2</sup>, БАН БОНГ-ЧАН<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики СО РАН

<sup>2</sup>Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН

<sup>3</sup>Санченский национальный университет, Корея

## ТЕПЛООБМЕН ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ И АДСОРБЦИИ-ДЕСОРБЦИИ КИСЛОРОДА В ДИСПЕРСНОМ МАТЕРИАЛЕ

Робота присвячена дослідженню накоплення тепла, яке поглинається в процесі нагріву дисперсного матеріалу  $VO_x$  в області фазового переходу діелектрик-метал. Основна частина цього тепла поглинається в скритій формі за рахунок перебудови структури речовини частинок та десорбції кисню, який знаходиться у поверхневих шарах частинок після механохімічної активації.

Настоящая работа посвящена исследованию накопления избыточной теплоты, поглощаемой в процессе нагрева дисперсного материала  $VO_x$  в области фазового перехода диэлектрик-металл. Основная часть этой теплоты аккумулируется в скрытой форме за счет перестройки структуры вещества частиц и десорбции кислорода, находящегося в поверхностных слоях частиц после механохимической активации.

The present work is devoted to the investigation of accumulation of the excess heat absorbed in the course of heating of disperse material  $VO_x$  in the range of dielectric-metal phase transition. The main part of this heat is accumulated in latent form due to restructuring the particle substance and oxygen desorption from external layers of the particles after machanochemical activation.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гришкова А.В., Красовский Б.М., Ракишин А.Ю. Уменьшение выбросов оксидов азота от водогрейных котлов путём внесения в топку промежуточного излучателя с оптимальными параметрами // Промышленная энергетика. — 2004. — № 5.
2. Сигал И.Я. Защита воздушного бассейна при сжигании топлива. — Л.: 1988. — 312 с.
3. Демченко В.Г. Снижение выбросов  $NO_x$  путём установки в топку котла экранов-отражателей // Актуальные вопросы теплофизики и физической гидродинамики. — 2005. г. Алушта, С. 112–113.
4. Упрощенная схема рециркуляции дымовых газов как средство сокращения выбросов оксида азота // Котлер В. Р., Кругляк Е. Д., Беликов С. Е. и др. — Энергетик, 1995. №1. С. 16-18.

Получено 13.01.2006 г.

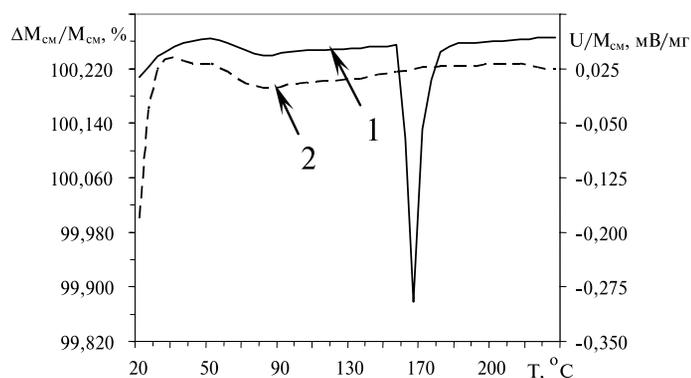
$a = ng$  – ускорение (характеристика энергонапряженности активатора);  
 $c_p$  – удельная теплоемкость;  
 $E_{\lambda i}$  – плотности собственного излучения;  
 $g$  – ускорение свободного падения;  
 $I_{\lambda}^{\pm}$  – спектральные интенсивности излучения в положительном и отрицательном направлениях оси  $\xi$ ;  
 $I_{\lambda b}(T)$  – функция Планка;  
 $f_e$  – массовая доля частиц в слое;  
 $K$  – коэффициент пропорциональности между мощностью и энергонапряженностью мельниц;  
 $k_e$  – эффективная величина;  
 $k_p, k_E$  – теплофизическая характеристика кварца, частиц, соответственно;  
 $L$  – толщина слоя;  
 $M_{ш}$  – масса шаров в активаторе;  
 $M_{см}$  – масса обрабатываемой в активаторе смеси;  
 $m = n - i\alpha$  – комплексный показатель преломления частиц;  
 $n$  – действительная часть комплексного показателя преломления;  
 $n_{ш}$  – число, равное 20, 40, 60;  
 $N_0$  – число частиц в единице объема;  
 $p$  – сферическая индикатрисса рассеяния;  
 $Q_S$  – внутренний источник;  
 $Q_{\lambda i}$  – плотности падающих потоков;  
 $R_{\lambda i}$  – коэффициенты отражения;  
 $S$  – площадь под градуировочной кривой;  
 $t$  – время обработки смеси в активаторе;  
 $t_{плавл.}$  – температура плавления;  
 $T$  – температура образца;

$T_*$  – характерная температура;  
 $T_i, T_i^*$  – температуры внешней среды и внешних излучателей;  
 $U$  – напряжение сигнала;  
 $W$  – соответствующая энергии, передаваемой мелющими телами активатора одному грамму обрабатываемой смеси;  
 $\alpha_{\lambda} = 4\pi \frac{\alpha}{\lambda}$  – связь мнимой части  $\text{Im}(m)$  и  $\alpha_{\lambda}$ ;  
 $\alpha_i$  – коэффициенты конвективной теплоотдачи на границах;  
 $\beta_{\lambda}$  – спектральный коэффициент ослабления ( $\beta_{\lambda} = \kappa_{\lambda} + \sigma_{\lambda}$ );  
 $\Delta H_{плавл.}$  – теплота плавления;  
 $\delta(\xi, z)$  – функция Дирака;  
 $\epsilon_{\lambda i}$  – степени черноты;  
 $\theta(\xi, \tau)$  – безразмерная температура;  
 $\kappa_{\lambda}$  – спектральный коэффициент объемного поглощения материала для частоты  $\lambda$ ;  
 $\Lambda$  – коэффициент теплопроводности;  
 $\mu = |\cos \phi|$ ,  $\phi$  – угол между лучом и положительным направлением оси  $\xi$ ,  $0 \leq \mu \leq 1$ ;  
 $\rho_d = \frac{\pi x}{\lambda}$  – параметр дифракции частиц;  
 $x$  – диаметр частиц;  
 $\rho$  – плотность среды;  
 $\sigma_{\lambda}$  – спектральный коэффициент объемного рассеяния;  
 $\tau$  – время;  
 $\Omega_i$  – спектральные области непрозрачности граничных поверхностей.

При разработке новых материалов с заданными свойствами широко используется перевод исходного вещества в ультрадисперсное состояние, в котором характерные геометрические размеры конденсированной фазы оказываются соизмеримы с тем или иным масштабом физического явления, например, с характерной длиной какого-либо процесса переноса. Многочисленными экспериментальными исследованиями установлено наличие полиморфных модификаций, не встречающихся в массивных твердых телах. Характерными особенностями малых частиц являются: большое отношение поверхности к объему и, возникающее вследствие этого, возрастание газовой реакционной способности материала [1].

Представляет интерес исследование системы малых частиц, вещество которых может совершать обратимый фазовый переход диэлектрик-металл под воздействием температуры, не изменяя при этом своего агрегатного состояния. К настоящему моменту известно довольно много соединений, обладающих такими свойствами. В [2] представлены результаты теоретического и экспериментального исследования фазового перехода металл-полупроводник.

Особый интерес для исследований представляют системы частиц, содержащие оксиды ванадия и, прежде всего, двуокись ванадия, т.к. фазовый переход в этом соединении происходит в области умеренных температур при наличии за-



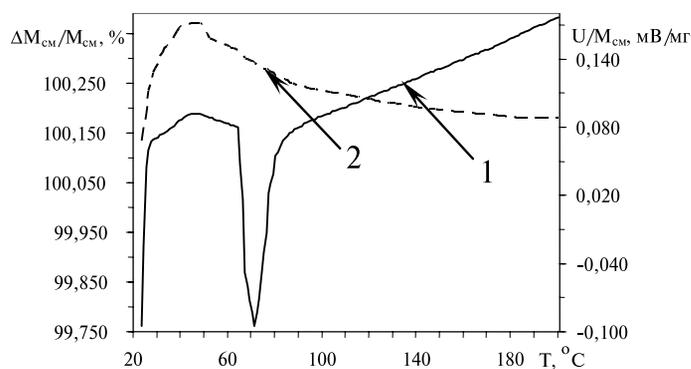
**Рис. 1. Зависимость величины сигнала ДСК от температуры эталона индия.**

метной величины удельной теплоты превращения [3].

Исследователи, работающие с высокодисперсными порошками, отмечают их высокую активность к поглощению газов и в первую очередь кислорода. При этом предполагается, что кислород может находиться на поверхности частиц в адсорбированном состоянии или в составе молекул воды. Известно, что увеличение содержания кислорода в высокодисперсных порошках происходит за счет диффузии атомов кислорода в объем частицы, при этом основное его количество находится в приповерхностной зоне в химически связанном состоянии в виде окислов с упорядоченной и аморфными структурами [4].

Состав и количество адсорбированных порошками газов определяется, в первую очередь, природой материала, дисперсностью и условиями его приготовления. Изучение адсорбции-десорбции газов в области фазового перехода вещества частиц при сопровождении накопления и отдачи теплоты ранее фактически не проводилось, что вызывает необходимость исследования теплосодержания в таких системах.

Настоящая работа посвящена исследованию накопления избыточной теплоты, поглощаемой в процессе нагревания дисперсного материала  $VO_x$  в области фазового перехода диэлектрик-металл. Основная часть этой теплоты поглощается в скрытой форме за счет перестройки структуры вещества частиц и адсорбции кислорода, находящегося в поверхностных слоях частиц после механохимической активации.



**Рис. 2. Зависимость величины сигнала ДСК от температуры эталонной двуокиси ванадия. 1 – изменение сигнала; 2 – изменение веса.**

Использование  $VO_x$  с преобладающим содержанием  $VO_2$  в качестве материала для конструирования твердотельного накопителя тепловой энергии открывает возможность управления параметрами, отвечающими за ее накопление и отдачу за счет механизмов фазового перехода и адсорбции-десорбции кислорода.

Исследование процесса накопления теплоты осуществлялось методом дифференциально-термического анализа с одновременным измерением веса с помощью прибора фирмы «Netch». Градуировка прибора осуществлялась с использованием в качестве стандарта химически чистого индия.

На рис.1 представлена градуировочная кривая (кривая 1) дифференциально-сканирующего калориметра (ДСК) для стандарта индия, а кривая 2 изменения веса образца в температурном интервале 20–250 °C при следующих параметрах: вес образца 98,525 мг  $t_{\text{плавл.}} = 160,9$  °C,  $\Delta H_{\text{плавл.}} = 3,26$  кДж/моль, молярный вес 114,82г. Из градуировки следует, что для плавления выбранного образца стандарта необходимо затратить 2797 Дж, что соответствует площади под градуировочной кривой  $S$ .

Для исследования теплосодержания были выбраны исходные образцы, приготовленные из эталонной двуокиси ванадия с малым содержанием примеси производства фирмы «Aldrich» и двуокиси ванадия, которая была выдержана долгое время на воздухе и имела примеси фаз с большим содержанием кислорода вплоть до  $V_2O_5$ . Удельная поверхность эталонной двуокиси ванадия была измерена методом БЭТ по тепловой де-

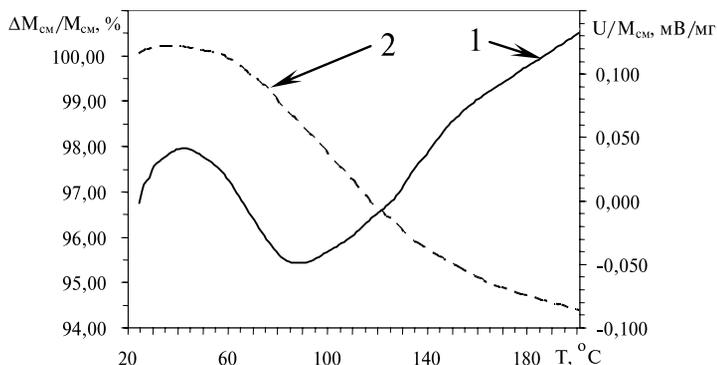


Рис. 3. Зависимость величины сигнала ДСК от температуры  $VO_{2+x}$ ,  $x = 0...0,5$ . 1 – изменение сигнала; 2 – изменение веса.

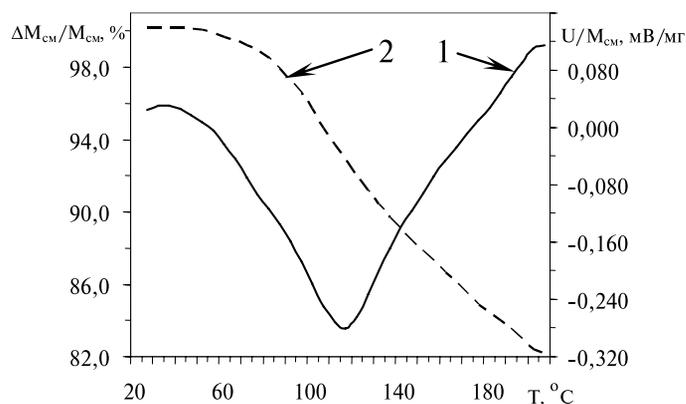


Рис. 4. Зависимость величины сигнала ДСК от температуры механоактивированной  $VO_{2+x}$ ,  $x = 0...0,5$  с энергией активации  $Q = 135$  кДж/г. 1 – изменение сигнала; 2 – изменение веса.

сорбции аргона и составляла  $1,62$  м<sup>2</sup>/г. Рентгенофазовый анализ, произведенный на приборе «Дрон-4», показал, что образец содержит 75% двуокиси ванадия, которая состоит из фаз, находящихся в пределах гомогенности ( $VO_2$  и  $V_6O_{13}$ ) и 25% высокоокисной фракции ( $V_2O_5$ ).

На рис. 2 представлены данные ДСК для эталонной двуокиси ванадия в температурном интервале 20...200 °С. Нагрев образца осуществляется в атмосфере азота. Из рисунка видно, что при температуре  $\sim 70,6$  °С отмечается максимум поглощения тепловой энергии, которая затрачивается на фазовый переход «диэлектрик-металл». В пределах области перехода на перестройку структуры измеряемого образца затрачивается 0,742 ккал/моль, что соответствует  $\sim 75\%$  удельной теплоты превращения.

С ростом температуры образца не наблюдается изменение веса (кривая 2), что свидетельствует о малой десорбции кислорода с его поверхности и отсутствии поглощения теплоты. В этом случае теплосодержание зависит только от тепловых затрат на фазовый переход «диэлектрик-металл» двуокиси ванадия в пределах области гомогенности. При охлаждении образца наблюдается выделение того же количества теплоты (0,742 ккал/моль), которое затрачено при фазовом переходе.

С целью усиления влияния процессов адсорбции-десорбции кислорода на преобразование теплоты порошок исходного вещества был подвергнут механохимической активации [5]. Основным параметром, характеризующим величину актива-

ции диспергируемого вещества, является вводимая в материал энергия  $W$ , соответствующая энергии, передаваемой мелющими телами активатора одному грамму обрабатываемой смеси (Дж/г).

$$W = K(M_H / M_{cm})a^{3/2} \cdot t,$$

для используемого типа мельниц мощность, вводимая шарами при  $n_{ш} = 40$ , вычисляемая по формуле  $N = K(M_H / M_{cm})a^{3/2}$ , равна 50 Вт/г, тогда  $W = N \cdot t$  Дж/г.

Рентгенофазовый анализ двуокиси ванадия, которая была выдержана долгое время на воздухе, показал, что образец имеет многофазную систему  $VO_{2+x}$ , где  $x = 0...0,5$ .

На рис. 3 представлены данные для ДСК (кривая 1) и веса (кривая 2) этого образца массой 64,526 г при нагревании его в атмосфере азота в интервале температур 20...200 °С. Из рисунка видно, что в области температур 50...130 °С происходит некоторое увеличение затрат теплоты по отношению к эталонной двуокиси ванадия с 0,742 ккал/моль до 0,89 ккал/моль. Это обстоятельство можно объяснить ростом температуры перехода на 15 °С и появлением теплового затратного механизма, вызываемого десорбцией кислорода.

Следует отметить, что в отличие от эталонной двуокиси ванадия здесь имеет место заметное снижение веса образца.

Рентгенофазовый анализ порошка двуокиси ванадия, выдержанного долгое время и подверг-

нутого механоактивации при вводимой мелющими телами энергии 135 кДж/г, показал, что образец сохраняет многофазную структуру  $VO_{2+x}$ , где  $x = 0...0,5$ .

На рис.4 представлены данные ДСК образца весом 54,105 г, подвергнутого механоактивации при вводимой энергии 135 гДж/г. Нагрев осуществлялся в атмосфере азота. Из рисунка видно, что происходит существенное увеличение затрат теплоты на нагрев механоактивированного образца. При нагреве образца в температурном интервале 50...180 °С затрачивается 4,3 ккал/моль, при этом образец изменяет свой вес на 16%. Другими словами, фазовый переход диэлектрик-металл и процесс адсорбции-десорбции при нагреве-охлаждении механоактивированного образца сопровождается существенным увеличением преобразуемой теплоты.

Результаты дифференциально-термического анализа, полученные для образцов двуокиси ванадия с различной степенью механоактивации, представлены в табл. 1.

Из экспериментальных данных, представленных в таблице, следует, что с увеличением энергии, вводимой мелющими телами при механоактивации порошка двуокиси ванадия, происходит рост запасаемого количества теплоты при нагревании.

Температурные поля в образцах, приготовленных из вышеуказанных материалов с добавлением 20% кварцевого стекла и подвергнутых внешнему тепловому воздействию с привлечением полученных экспериментальных данных по теплосодержанию, получены численно.

Краевая задача для уравнения энергии в безразмерном виде записывается следующим образом [6]:

$$\frac{\rho c_p L^2}{t_*} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \Lambda \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) - \frac{L}{T_*} \frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{L^2}{T_*} Q_s, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{\alpha_0 L}{\Lambda} (\theta - \theta_0) - \frac{L}{\Lambda T_*} \int_{\Omega_0} \varepsilon_{\lambda_0} [Q_{\lambda_0}(\theta_1^*) - E_{\lambda_0}(\theta)] d\lambda, \quad \xi = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{\alpha_1 L}{\Lambda} (\theta_1 - \theta) + \frac{L}{\Lambda T_*} \int_{\Omega_1} \varepsilon_{\lambda_1} [Q_{\lambda_1}(\theta_1^*) - E_{\lambda_1}(\theta)] d\lambda, \quad \xi = 1; \quad (3)$$

$$\theta(\xi, 0) = \theta_0(\xi). \quad (4)$$

Система уравнений переноса для прямой и обратной интенсивностей записываются

$$\frac{dI_{\lambda}^+}{d\xi} + \frac{\beta_{\lambda} L}{\mu} I_{\lambda}^+ = \frac{\alpha_{\lambda} L}{\mu} I_{\lambda b}(T) + \frac{\sigma_{\lambda} L}{2} \int_{\mu'=0}^1 (p(\mu, \mu') I_{\lambda}^+(\xi, \mu) + p(\mu, -\mu') I_{\lambda}^-(\xi, -\mu')) d\mu'$$

$$\frac{dI_{\lambda}^-}{d\xi} - \frac{\beta_{\lambda} L}{\mu} I_{\lambda}^- = -\frac{\alpha_{\lambda} L}{\mu} I_{\lambda b}(T) - \frac{\sigma_{\lambda} L}{2} \int_{\mu'=0}^1 (p(-\mu, \mu') I_{\lambda}^+(\xi, \mu) + p(-\mu, -\mu') I_{\lambda}^-(\xi, -\mu')) d\mu' \quad (5)$$

$$0 < \xi < L$$

$$I_{\lambda}^+(0, \mu) = (1 - R_{\lambda 0}) I_{p\lambda}(T_0) + R_{\lambda 0} I_{\lambda}^-(0, -\mu),$$

$$I_{\lambda}^-(1, -\mu) = (1 - R_{\lambda 1}) I_{p\lambda}(T_1) + R_{\lambda 1} I_{\lambda}^+(1, \mu) \quad (6)$$

$$I_{\lambda b}(T) = \frac{2hc_0^2}{n^2 \lambda^5 [\exp(hc_0 / (n\lambda kT)) - 1]} \quad \text{— функция}$$

Планка.

Радиационные характеристики частиц учитываются через  $\alpha_{\lambda}$  и  $\sigma_{\lambda}$ . В случае монодисперсной системы невзаимодействующих друг с другом сферических частиц малых размеров согласно [7] имеем

$$\alpha_{\lambda} = \frac{3}{2} \frac{M_2(\lambda)}{\lambda} v N_0,$$

$$\sigma_{\lambda} = \frac{9M_1(\lambda)}{\pi \lambda^4} v^2 N_0,$$

$$M_1(\lambda) = \frac{8\pi^4}{3} \frac{[(n^2 - \alpha^2 - 2) + (n^2 + \alpha^2)^2]^2 + 36n^2 \alpha^2}{[(n^2 - \alpha^2 + 2)^2 + 4n^2 \alpha^2]^2},$$

$$M_2(\lambda) = \frac{24\pi n \alpha}{(n^2 - \alpha^2 + 2)^2 + 4n^2 \alpha^2}.$$

Табл. 1.

Образец	Вводимая мелющими телами энергия $W$ , кДж/г	Количество теплоты $Q$ , Дж/г	Температура преобразования $T$ , °С	Физический процесс преобразования
VO <sub>2</sub> [3]	—	25,7	72	Теплота фазового превращения металл-диэлектрик
"Aldrich"	—	19,3	65...85	Теплота фазового превращения металл-диэлектрик
VO <sub>2+x</sub> , где $x = 0 \dots 0,5$	—	22,42	50...100	Теплота фазового превращения + теплота адсорбции-десорбции
VO <sub>2+x</sub> , где $x = 0 \dots 0,5$	45	81,3	50...100	Теплота фазового превращения + теплота адсорбции-десорбции
VO <sub>2+x</sub> , где $x = 0 \dots 0,5$	45	162,1	50...100	Теплота фазового превращения + теплота адсорбции-десорбции
VO <sub>2+x</sub> , где $x = 0 \dots 0,5$	135	110,7	50...100	Теплота фазового превращения + теплота адсорбции-десорбции
VO <sub>2+x</sub> , где $x = 0 \dots 0,5$	135	231,6	50...180	Теплота фазового превращения + теплота адсорбции-десорбции
VO <sub>2+x</sub> , где $x = 0 \dots 0,5$	180	89,5	50...100	Теплота фазового превращения + теплота адсорбции-десорбции
VO <sub>2+x</sub> , где $x = 0 \dots 0,5$	180	184,8	50...160	Теплота фазового превращения + теплота адсорбции-десорбции

Для нахождения эффективных значений теплофизических характеристик композита использована формула  $k_e = \frac{k_p k_E}{(1-f_e)k_E + f_e k_p}$ .

Используя замену  $U = \int_0^\theta \Lambda(\theta) dz$ , задачу перепишем в виде:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} - U = F(\theta),$$

где

$$F(\theta) = \frac{L}{T_*} \frac{\partial E}{\partial \xi} + R \frac{\partial \theta}{\partial \tau} - \frac{L^2}{T_*} Q_s - \int_0^\theta \Lambda(\theta) dz.$$

С использованием функции Грина

$$G(\xi, z) = \begin{cases} -\text{ch}(1-\xi)\text{ch}(z)/\text{sh}(1), & 0 \leq z \leq \xi \\ -\text{ch}(\xi)\text{ch}(1-z)/\text{sh}(1), & \xi \leq z \leq 1, \end{cases}$$

являющейся решением однородной краевой задачи [8]

$$\frac{\partial^2 G(\xi, z)}{\partial z^2} - G(\xi, z) = \delta(\xi, z), \quad 0 \leq \xi, z \leq 1,$$

с граничными условиями

$$\frac{\partial G}{\partial z} = 0, \quad z = 0,$$

$$\frac{\partial G}{\partial z} = 0, \quad z = 1,$$

начально-краевая задача (1–4) сводится к нелинейному интегральному уравнению относительно искомой безразмерной температуры  $\theta(\xi, \tau)$ , которое имеет вид

$$\int_0^\theta \Lambda(\theta) dz = q_0 G(\xi, 0) - q_1 G(\xi, 1) + \int_0^1 F(\theta, z, t) G(\xi, z) dz. (7)$$

$$\text{Здесь } q_0 = \frac{\alpha_0 L}{\Lambda} (\theta(0, \tau) - \theta_0) -$$

$$-\omega \int_{\Omega_0} \epsilon_{\lambda_0} [Q_{\lambda_0}(\theta_0^*) - E_{\lambda_0}(\theta)] dv,$$

$$q_1 = \frac{\alpha_1 L}{\Lambda} (\theta_1 - \theta(1, \tau)) +$$

$$+ \omega \int_{\Omega_1} \varepsilon_{\lambda 1} [Q_{\lambda 1}(\theta_1^*) - E_{\lambda 1}(\theta)] dv ,$$

$\theta(\xi, t) = T(\theta, t)/T^*$ ;  $\theta_i^* = T_i^*/T^*$ ;  $G(\xi, 0) = -\text{ch}(1-\xi) / \text{sh}(1)$ ;  $G(\xi, 1) = -\text{ch}(\xi) / \text{sh}(1)$ ;  $\xi = x / L$ ;  $\theta_i = T_i / T^*$ ;  $\omega = L / (\Lambda T^*)$ ;  $R = L^2 \rho c_p / t_*$ ;  $i = 0, 1$ ;  $T^*$  – характерная температура.

Интенсивности излучения, которые определяются из решения краевой задачи (5), (6) для уравнения переноса излучения, имеют вид [9]

$$I_{\lambda}^+(\xi, \mu) = \left[ I_{\lambda}^+(0, \mu) + \frac{\kappa_{\lambda} L}{\mu} \int_0^{\xi} e^{-\frac{\beta_{\lambda} L}{\mu} y} I_{\lambda b}(T) dy + \frac{\sigma_{\lambda} L}{2 \mu} \int_{y=0}^{\xi} e^{-\frac{\beta_{\lambda} L}{\mu} y} \int_{\mu'=-1}^1 p(\mu_0) I_{\lambda}(y, \mu') d\mu' dy \right] \cdot e^{-\frac{\beta_{\lambda} L}{\mu} \xi} \quad (8)$$

$$I_{\lambda}^-(\xi, -\mu) = \left[ I_{\lambda}^-(1, -\mu) + \frac{\kappa_{\lambda} L}{\mu} \int_{\xi}^1 e^{-\frac{\beta_{\lambda} L}{\mu} y} I_{\lambda b}(T) dy + \frac{\sigma_{\lambda} L}{2 \mu} \int_{y=\xi}^1 e^{-\frac{\beta_{\lambda} L}{\mu} y} \int_{\mu'=-1}^1 p(\mu_0) I_{\lambda}(y, \mu') d\mu' dy \right] \cdot e^{-\frac{\beta_{\lambda} L}{\mu} (1-\xi)}$$

где

$$\varepsilon_{\lambda 0} = 1 - R_{\lambda 0}; \varepsilon_{\lambda 1} = 1 - R_{\lambda 1},$$

$$D = 1 - R_{\lambda 0} R_{\lambda 1} \exp(2\beta_{\lambda} L / \mu).$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \int_0^{\infty} \tau_{\lambda} [4I_{\lambda b}(z) - G_{\lambda}(z)] d\lambda ,$$

где

$$G_{\lambda}(z) = 2\pi \int_{\mu=0}^1 (I_{\lambda}^+(z, \mu) + I_{\lambda}^-(z, -\mu)) d\mu .$$

Таким образом, задача (1)-(6) в плоском слое селективно излучающего, поглощающего и рассеивающего композита сводится к решению итерационным методом [10] нелинейного интегрального уравнения (7) относительно искомой безразмерной температуры  $\theta(\xi, \tau)$ .

Интегралы (7), (8) вычислялись по квадратурным формулам Гаусса с 20 узлами, производная  $\partial\theta/\partial\tau$  аппроксимировалась конечно-разностным отношением.

Табл. 2.

№ варианта	$\alpha_{\lambda}$	$\sigma_{\lambda}$	$\rho$
1	1	1	сферическая
2	10	1	сферическая
3	100	1	сферическая
4	1	10	сферическая
5	1	100	сферическая
6	1	1	линейно-анизотропная

Прямая и обратная составляющая интенсивности излучения находились методом Гаусса-Зейделя.

Для каждого момента времени рассчитывался профиль температуры.

Численные расчеты для модельной задачи проводились при следующих теплофизических и оптических характеристиках:

начальная температура слоя 278,15 К,

$\alpha_0=5$  (Вт/(м<sup>2</sup>·К)),  $\alpha_1=0$ ,

радиационный поток из окружающей среды на границу 0...500,0 Вт/м<sup>2</sup>,

температура окружающей среды со стороны границы 0... 278,15 К,

температура окружающей среды со стороны границы 1...278,15 К,

толщина слоя ...0,025 м,

плотность связующего ...2720 кг/м<sup>3</sup>,

плотность частицы ...4339,0 кг/м<sup>3</sup>,

действительная часть комплексного показателя преломления связующего ...1,54,

мнимая часть комплексного показателя преломления связующего ...0,

действительная часть комплексного показателя преломления частицы:

до фазового перехода ...3,0,

после фазового перехода ...2,2,

мнимая часть комплексного показателя преломления частицы:

до фазового перехода ...2,7,

после фазового перехода ...2,8,

диаметр частиц ...3·10<sup>-6</sup> (м).

Температурные поля представлены на рисунках 5-8, которые рассчитаны для случаев оптических характеристик, приведенных в табл. 2.

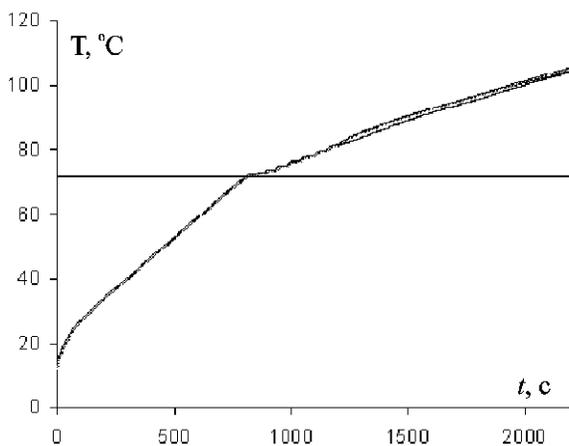


Рис. 5. Зависимость температуры облучаемой границы образца от времени нагрева.

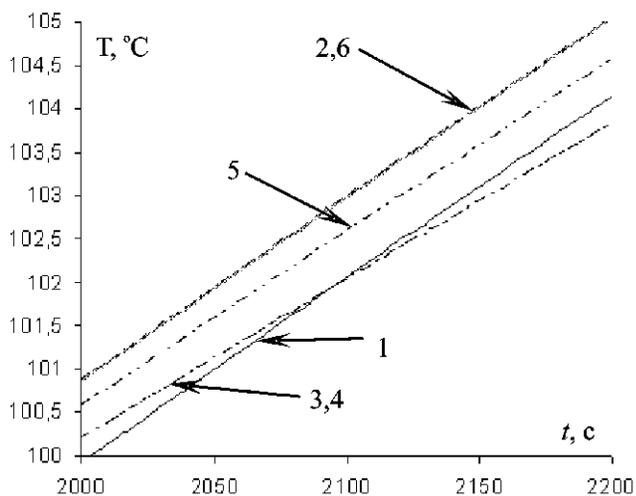


Рис. 6. Зависимость температуры облучаемой границы образца от времени нагрева (конечная стадия нагрева). 1-6 – варианты таблицы 2.

Рис. 5,6 соответствуют изменению температуры границы образца, подвергаемой внешнему тепловому воздействию, а рис. 7,8 соответствуют нагреву противоположной границы слоя образца.

Из рисунков видно, что фазовый переход диэлектрик-металл на облучаемой границе наступает раньше, при этом время перехода (~10сек) значительно меньше, чем на противоположной границе образца (~500сек). Влияние оптических характеристик заметно проявляется только после завершения фазового перехода. Увеличение спектрального коэффициента поглощения (кривая 3) вызывает снижение температурного уровня, а с увеличением спектрального коэффициента

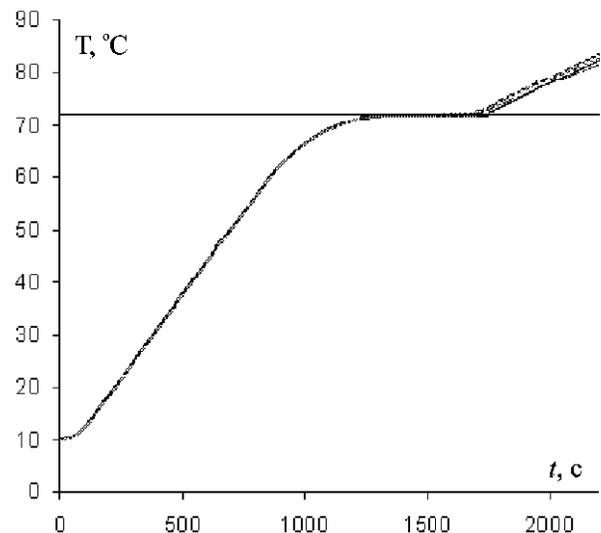


Рис. 7. Зависимость температуры не облучаемой границы образца от времени нагрева.

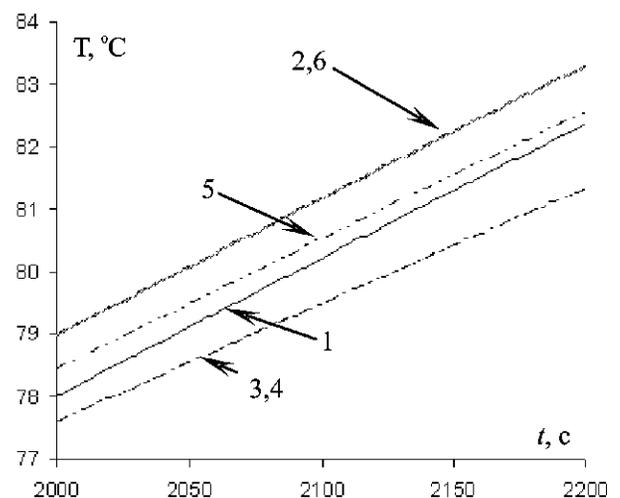


Рис. 8. Зависимость температуры не облучаемой границы образца от времени нагрева (конечная стадия нагрева). 1-6 – варианты таблицы 2.

рассеяния (кривая 5) происходит возрастание температурного уровня. Расчеты показывают, что наиболее эффективное накопление теплоты происходит в образцах с малым спектральным коэффициентом поглощения и с большим спектральным коэффициентом рассеяния.

В заключение отметим, что использование механизма адсорбции-десорбции кислорода и влияние оптических характеристик образца при фазовом переходе диэлектрик-металл позволяет создать высокоэффективный преобразователь тепловой энергии.

**Выводы**

Показано, что максимальное накопление и отдача теплоты в дисперсном материале двуокиси ванадия происходит при фазовом переходе в условиях адсорбции-десорбции кислорода. Количество запаасаемой теплоты зависит от вкладываемой механической энергии при диспергировании исходного оксида ванадия. Численные расчеты показали, что влияние оптических характеристик материала на процесс нагрева усиливается после завершения фазового перехода. Полученные результаты могут быть использованы при создании высокоэффективных преобразователей-накопителей теплоты.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Петров Ю.И. Физика малых частиц. М.: Наука, 1982, 360с.
2. Бугаев А.А., Захарченя Б.П., Чудновский Ф.А. Фазовый переход металл-полупроводник и его применение. «Наука» Лен.отд. 1979, 183с.
3. Кржижановский Р.Е., Штерн З.Ю. Тепло-

физические свойства неметаллических материалов. Л.: «Энергия», 1973, 336с.

4. Каламазов Р.Ц., Кальков А.А. Высокодисперсные порошки вольфрама и молибдена. М.: Metallurgy, 1988, 192с.
5. Полубояров В.А. и др. Химия в интересах устойчивого развития (1994) Т2 С. 647–663
6. Бурка А.Л., Рубцов Н.А., Ступин В.П. Теоретическое и экспериментальное исследование режимов нагрева органического стекла //Материалы VI Всесоюз. конф. по теплообмену “Теплообмен-VI”. Минск: Ин-т тепло- и массообмена, 1980. Т.2. С. 132–137.
7. Блох А.Г. Теплообмен в топках паровых котлов. Л.: энергоатомиздат, 1984, 350 с.
8. Соболев С.Л. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966, 446 с.
9. Оцисик М.Н. Сложный теплообмен. М.: Мир, 1976
10. Канторович Л.В. О методе Ньютона // Тр. / АН СССР. Мат. ин-т. 1949. Т. 28. С. 135–139.

Получено 03.10.2005 г.

УДК 536.24

KAMIL KANVECI, AHMET CİHAN, DİNÇER AKAL

*Mechanical Engineering Department, Trakya University, Turkey*

## FLOW AND HEAT TRANSFER IN A PARTITIONED ENCLOSURE

Числово досліджено течію та тепловіддачу при природній конвекції у секційній камері квадратного перерізу при нагріві бокових стінках зі сталюю температурою та адіабатних верхніх та нижніх стінках. Розрахунки показали, що зі збільшенням чисел Ra коефіцієнти тепловіддачі суттєво зростають. При збільшенні відстані вертикальних стінок від перегородки середнє число Nu істотно зменшується.

Численно исследованы течение и теплоотдача при естественной конвекции в секционной камере квадратного сечения при прогретых боковых стенках, имеющих постоянную температуру, и адиабатных верхней и нижней стенках. Расчеты показали, что с увеличением чисел Ra коэффициенты теплоотдачи существенно возрастают. При увеличении расстояния вертикальных стенок от перегородки среднее число Nu значительно уменьшается.

Buoyancy driven flow and heat transfer in a partitioned square enclosure having differentially heated isothermal walls and adiabatic horizontal walls were studied numerically. The results show that as the Rayleigh number increases heat transfer rate increases substantially. With using a partition between the vertical walls of the enclosure, average Nusselt number decreases considerable amount.