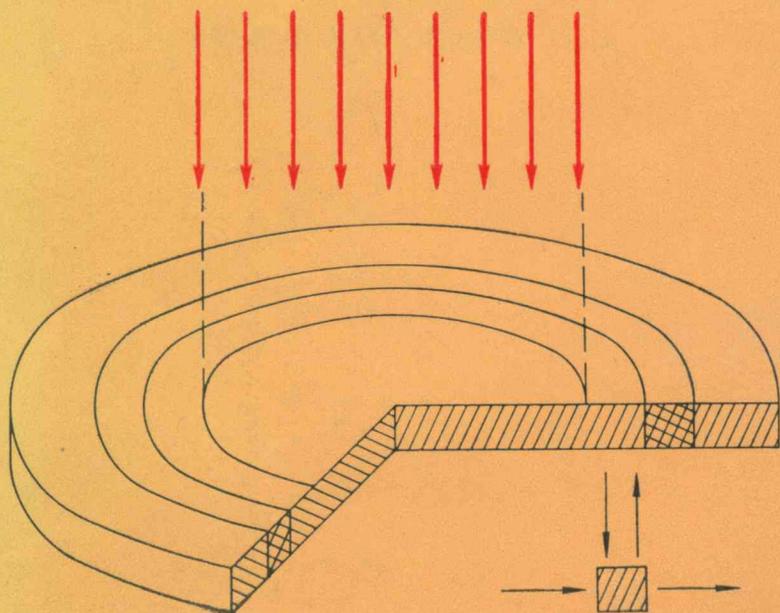


ИСПОЛЬЗОВАНИЕ
СОЛНЦА
И ДРУГИХ ИСТОЧНИКОВ
ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ
В МАТЕРИАЛОВЕДЕНИИ



АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ
СОЛНЦА
И ДРУГИХ ИСТОЧНИКОВ
ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ
В МАТЕРИАЛОВЕДЕНИИ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

КИЕВ НАУКОВА ДУМКА 1983

УДК 536.45:620.172.251:621.762:669.018.4

Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении: Сб. науч. тр./Ред. кол.: И.Н.Францевич (отв. ред.) и др. - Киев: Наук. думка. 1983, - 268 с.

В сборнике описаны методики изучения процесса высокотемпературного взаимодействия различных материалов и сред в условиях нагрева сконцентрированной солнечной энергией. Рассмотрены различные математические модели, отражающие динамическую взаимосвязь внешних и внутренних параметров процесса взаимодействия. Представлены экспериментальные результаты исследований материалов, а также способы получения пленочных и других материалов для использования в солнечной энергетике и других областях народного хозяйства.

Для специалистов в области материаловедения, гелиотехники, теплофизики.

Библиогр. в конце статей.

Р е д а к ц и о н н а я к о л л е г и я

И.Н.Францевич (ответственный редактор), В.Я.Бережцкая, В.С.Дверняков, А.А.Король, С.И.Лиходел

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СОЛНЦА И ДРУГИХ ИСТОЧНИКОВ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ
В МАТЕРИАЛОВЕДЕНИИ**

Сборник научных трудов

Утверждено к печати ученым советом
Института проблем материаловедения АН УССР

Редакция информационной литературы

Редактор Т.В.Козовенко
Обложка художника Г.А.Буткевича
Художественный редактор И.М.Галушка
Технический редактор Л.Н.Муравцева
Корректоры В.М.Лесникова, Е.И.Мазниченко

Информ. бланк № 5694

Подп. в печ. 06.12.83. Бл. 05452. Формат 60x84/16. Бумага офс. № 2.
Офс. печ. Усл.печ.л. 16,51. Усл.кр.-отт. 16,86. Уч.-изд.л. 17,49.
Тираж 500 экз. Заказ 3-851 Цена 2 р. 10 к.

Издательство "Наукова думка". 252601 Киев 4, ул. Репина, 3.
Киевская книжная типография научной книги. 252004 Киев 4, ул. Репина, 4.

и 210600000-646 353-83
М221(04)-83

© Издательство "Наукова думка", 1983

УДК 621.313.12:538.4

В.С. Дверняков

Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАТЕРИАЛОВ И СРЕД В УСЛОВИЯХ РАДИАЦИОННОГО И РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНОГО НАГРЕВА

Процессы высокотемпературного взаимодействия материалов и сред при различных видах нагрева сопровождаются сложными явлениями, протекающими на поверхности и внутри материала (внутренняя область) и в прилегающей газовой среде (внешняя область).

На поверхности материала и некоторой глубине происходят физико-химические превращения, протекают различные химические реакции между составляющими компонентами, которые сопровождаются сложным законом переноса тепла и массы. Одновременно все эти процессы приводят к выделению газообразных продуктов разложения материала, которые взаимодействуют с нагретой окружающей (зачастую сжатой) газовой средой. При этом существенно изменяются оптические, термохимические и переносные свойства среды.

Для экспериментальных исследований указанных сложных взаимосвязанных явлений, которыми сопровождается процесс конкретного высокотемпературного взаимодействия материала и среды, необходимо создание разнообразных стендов и установок. Указанные экспериментальные средства должны хотя бы в первом приближении моделировать эксплуатационные условия работы конкретного материала.

В данной работе кратко представлен комплекс экспериментальных установок, предназначенных не только для исследования указанного выше процесса взаимодействия материалов и сред, но и для разработки новых технологических процессов синтеза пленочных материалов и обработки приповерхностных слоев. Кроме этого, на основании диффузионного приближения переноса лучистой энергии через прилегающую газовую среду и при условии Стефана на движущейся границе физико-химических превращений разрушающегося материала получена выраженная аналитически

динамическая взаимосвязь внешних и внутренних параметров взаимодействия при различных видах нагрева. При этом особое внимание уделено обоснованию диффузионного приближения переноса лучистой энергии через прилегающую к статуре газовую среду при интенсивном радиационном и конвективном нагреве и фазовых превращениях материала. Исследования в указанном направлении продиктованы необходимостью не только выбора оптимальной рецептуры и технологии приготовления материалов, но и разработки методик контроля и исследований внешних условий, параметров разрушения, свойств отдельных компонентов композиционных материалов и конечных изделий в процессе высокотемпературного взаимодействия.

Комплекс экспериментальных средств условно можно разделить на следующие основные группы.

1. Комплекс стендов на базе стендовых ракетных двигателей. С их помощью создаются различные модели взаимодействия материалов со средой в условиях конвективного нагрева.

2. Установки лучистого и сложного нагрева - специальные гелиоустановки (ГУ), отражательные печи. Основные параметры установок приведены в таблице.

Специальные гелиоустановки и печи лучистого нагрева ИИМ

Установка	Рабочая среда	D , мм	f , мм	α , мм	q , Вт/см ²	τ , К	Примечание
ГУ-1	Воздух, аргон, азот	1500	650	6	1260	3200	-
ГУ-2	Воздух	1500	650	6	1260	3200	-
ГУ-3	Воздух (ГУ+ГСВ)	2000	850	10	1575	3500	Комбинированный нагрев $a_d = 20$ $\tau_w = 1500$ К
ГУ-4	Воздух	2000	850	10	1575	3500	-
ГУ-5	Воздух, вакуум, различные среды	2000	850	10	1575	3500	-
Гелиос-1	Воздух	950	366	5	126	1600	Схема Кассегрена с линзой Френеля
Гелиос-2	"	1500	115	20	420	2000	То же
ГУ-6	"	2800	980	40	100	1500	-
ГУ-7	"	5000	2500	60	126	1600	-
ГУ-15	"	15000	5250	200	1600	3000	Предварительный расчет
Уран-1	Воздух, вакуум, различные среды	600	1000	12	600	2000	-

3. Плазменные генераторы, на основе которых создаются модели взаимодействия материалов и сред при высоких уровнях конвективного, лучистого и сложного теплообмена. Сюда включаются коаксиальные и ли-

нейные плазматроны с истечением в вакуум и различные атмосферы, а также радиационно-плазменные установки.

ИИМ АН УССР располагает комплексом стэндов и установок конвективного, лучистого и сложного нагрева материалов с широким изменением определяющих параметров и состава окружающей среды.

Рассмотрим наиболее сложный случай взаимодействия материалов и сред - условия радиационно-конвективного нагрева при изменяющихся параметрах окружающей среды. Этот случай экспериментально моделируется на специальной теплоустановке (СТУ-3) (см. таблицу), где лучистая составляющая создается путем концентрации солнечного излучения на поверхности материала, а конвективная - с помощью безвоздушного реактивного двигателя. Обе составляющие общего теплового потока могут регулироваться в широком диапазоне: лучистая - перекрытием жалюзи и перемещением образца вдоль оптической оси установки, конвективная - изменением режима работы камеры (соотношения компонентов топлива) и перемещением ее вдоль оптической оси (т.е. изменением расстояния поверхности образца от среза сопла). В качестве примера оценим взаимодействие сверхзвукового потока выхлопных газов и концентрированной солнечной энергии с поверхностью композиционного материала, который претерпевает сложные физико-химические превращения на поверхности и некоторой глубине (плавление, испарения расплава, коксование). При этом граница этих превращений перемещается со скоростью $W = \frac{dy}{dt}$. К таким материалам можно отнести различные модификации армированных пластиков.

Газовую среду, находящуюся в слатом состоянии протяженностью от разрушаемой поверхности при температуре T_w до внешней границы пограничного слоя при температуре T_e рассматриваем совместно с материалом, т.е. имеем среду, проводящую тепло посредством теплопроводности и излучения и находящуюся в двух фазовых состояниях, характеризующихся температурами T_i , коэффициентами теплопроводности λ , удельными теплоемкостями c_i и плотностями ρ_i , где $i = (0, 1)$.

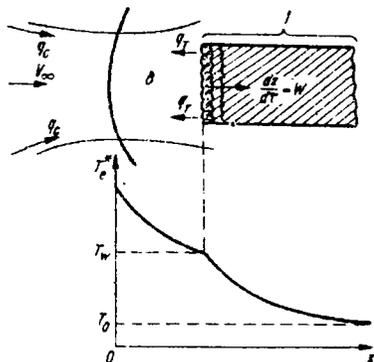
В процессе высокотемпературного взаимодействия участвует две фазы: обтекающая заторможенная газовая среда, заполняющая область $\theta < X < \delta$ и материал - область $\delta < x < \infty$ (см. рисунок).

Будем считать, что переход первой фазы во вторую сопровождается поглощением тепла (коксование, плавление и испарение). Поверхность раздела фаз, при переходе через которую происходит разрыв теплофизических характеристик, считаем гладкой.

Очевидно, на границе раздела двух фаз должны выполняться условия сопряжения

$$\lambda_{\delta} \frac{dT_{\delta}}{dx} - \lambda_1 \frac{dT_1}{dx} = \lambda_j \frac{dx}{dt},$$

показывающее, что разрыв в потоке тепла при переходе через границу раздела фаз равен скорости поглощения теплот фазовых переходов. Для предотвращения изменения лучистого потока и параметров набегающей среды на разрушаемой поверхности материалов установка СГУ-3 снабжена системой автоматической компенсации уноса образца. Основные параметры установки СГУ-3: $D = 2000$ мм, $d = 12$ мм (диаметр фокального изображения), $q_{\text{лч}} = 0-1500$ Вт/см², $q_{\text{конв}} = 420$ Вт/см², $p_{\text{в.с.}} = 5$ атм.; $V_{\infty} = 1300$ м/с, $\tau_a = 1500$ К.



Модель взаимодействия материала и среды для вывода уравнения кинетики разрушения.

В общем случае энергетические параметры в каждой точке фокального пятна гелиотехнических устройств зависят от расстояния этой точки от Солнца. В бесконечной среде с постоянной температурой в установившемся состоянии излучение термодинамически равносильно. Интенсивность его не зависит от направления и определяется формулой Планка. Условие существования локального равновесия — малость градиентов в протяженной, оптически толстой среде — служит также оправданием диффузионного приближения при рассмотрении переноса излучения.

Рассмотрим наложение представленного в диффузионном приближении потока излучения на молекулярный поток, создаваемого сверхзвуковой высокотемпературной струей. Продукты сгорания бензина в воздухе с параметрами на срезе сопла ($M = 2,5$, $T_a = 1500$ К, $V_a = 1300$ м/с) обтекают образец диаметра 10 мм, расположенный в фокальной плоскости гелиоустановки. Поскольку для уменьшения затенения образец расположен от среза сопла на расстоянии 130 мм и при этом параметры потока, вследствие инжекции окружающего воздуха, значительно падают, для расчета зоны сжатия над поверхностью число Маха принято равным 1,2.

Толщину сжатого слоя можно оценить с помощью следующей формулы [1]:

$$\delta/k = 0,66 e / 1 - \epsilon,$$

где: $\epsilon = \frac{k-1}{k+1} + \frac{2}{(k+1)M^2}$; k - показатель адиабаты.

Для данного случая такая оценка дает значение толщины слоя порядка $\delta = 20$ мм.

По результатам расчета коэффициента поглощения продуктов сгорания (CO_2 , H_2O , CO , OH и др.) с учетом парциальных давлений и газообразных продуктов разложения материала (C_2 , CN , пары SiO , Si и т.д.), согласно [2, 3], произведена оценка длины свободного пробега излучения l_R , при эффективной температуре Солнца $T_c = 6000$ К. Эти оценки дают значения порядка $l_R = 0,1$ мм. В этом случае оптическая толщина слоя, оцененная по формуле $\tau_R = \int_0^{\delta} K_R dx$, является оптически толстой. К этому следует добавить, что этот оптически толстый сжатый слой вместе с ударной волной облучается внешним радиационным потоком от солнечного излучения. Просвечивание слоя газа еще более увеличивает эффективную оптическую толщину слоя.

Если длина свободного пробега излучения стремится к нулю, то соответствующая оптическая толщина стремится к бесконечности и температура стенки (T_w) и среды (T_g) меняется непрерывно. Разрыв в температуре отсутствует в тех случаях, когда перенос энергии происходит одновременно с излучением и теплопроводность (как это имеет место в условиях СИУ-3). Скачок температуры не будет наблюдаться при любом значении оптической толщины (τ_R) из-за требований, предъявляемых граничным условием теплопроводности.

Теоретическое и экспериментальное доказательство правомочности использования диффузионного приближения переноса лучистой энергии через прилегающую газовую среду к поверхности разрушаемого материала выполнено в [8].

Исходя из Росселандового представления о среднем значении длины пробега излучения, поток энергии излучения можно представить в виде

$$q_r = -\lambda' \frac{dT}{dx}.$$

В этом случае перенос излучения носит характер теплопроводности или лучистой теплопроводности. При этом коэффициент теплопроводности (выражение перед градиентом температуры) $\lambda' = \frac{cL_R}{3} \frac{d(GT^4)}{dT}$ или $\lambda' = \frac{16\sigma c_R T^3}{3}$ зависит от температуры.

Окончательная модель взаимодействия с учетом движущейся границы физико-химических превращений внутри материала изображена на рисунке. Здесь T_e^* - температура на внешней границе сжатого слоя (δ), рав-

ная эффективной температуре Солнца; T_w - температура поверхности материала; T_δ - температура на бесконечном удалении в материале; индексы δ, I относятся соответственно к слою газовой среды и к материалу.

Начальные условия

$$\left. \begin{aligned} t = 0, \quad x = 0, \quad T_\delta = T_\delta^* \\ t = 0, \quad x = \infty, \quad T_I = T_I^* \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Граничные условия и условие Стефана:

$$\left. \begin{aligned} t > 0, \quad x = \delta, \quad T_\delta = T_I = T_w \\ q_w - q_r = q_{ф.п} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Тепловой поток k разрушаемой поверхности (q_w) представляет собой результирующую конвективного потока от набегающей струи (q_δ), радиационного потока внешнего излучения (q_c) и радиационного потока собственного излучения тела (q_r), т.е.

$$q_w = q_\delta + q_c - q_r. \quad (3)$$

Плотность потока физико-химических превращений ($q_{ф.п}$) объединяет следующие эндотермические процессы - коксование (L_1, γ_1), плавление и частичное испарение жидкой пленки ($\kappa L_1', \gamma_1'$), т.е.

$$q_{ф.п} = (\kappa L_1' \gamma_1' + L_1 \gamma_1) \frac{dx}{dt}; \quad (4)$$

где L_1 и L_1' - скрытые теплоты соответственно плавления и коксования; $\kappa \gg 1$ - поправочный коэффициент на испарение расплава поверхности. При $\kappa = 1$ испарение отсутствует.

Итак, на границе раздела газ - твердое тело имеем

$$\underbrace{q_\delta + q_c - q_r - q_w}_{= q_{ф.п}} = 0 \quad (5)$$

где $q_\delta = -\lambda_\delta \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_\delta$ - плотность молекулярного потока тепла;

$q_c = -\lambda_c \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_\delta$ - плотность потока излучения от внешнего источника;

$q_r = -\lambda_r \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_\delta$ - плотность потока излучения поверхности материала;

$q_w = -\lambda_1 \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_I$ - плотность потока поглощенного материалом.

$q_{ф.п} = (\kappa L_1' \gamma_1' + L_1 \gamma_1) \frac{dx}{dt}$ - удельный поток фазовых превращений.

Балансное уравнение можно записать так:

$$(\lambda_\delta + \lambda_c - \lambda_r) \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_\delta - \lambda_1 \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_I - (\kappa L_1' \gamma_1' + L_1 \gamma_1) \frac{dx}{dt} = 0. \quad (6)$$

Если принять частное решение уравнения Фурье в виде прямой

ной зависимости от функции ошибок Гаусса, т.е. $T_i = C_i + D_i \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right)$ и выполнить соответствующие преобразования, которые полностью представлены в (4 - 7), получим уравнение кинетики высокотемпературного разрушения материалов в следующем виде

$$(1 + \Delta K_T) \frac{\exp(-K_m^2)}{\operatorname{erf} K_m} - K_\theta \cdot K_t \frac{\exp(-K_m^2 \cdot K_d)}{\operatorname{erfc} K_m \cdot K_d^{1/2}} - \sqrt{x} K_f K_m = 0, \quad (7)$$

где $\Delta K_T = K_C - K_T$, $K_C = \frac{\lambda_C'}{\lambda_\theta}$, $K_T = \frac{\lambda_T'}{\lambda_\theta}$ - радиационные критерии - отношение фотонной теплопроводности к молекулярной;

$K_t = \frac{T_w - T_0}{T_0^* - T_w}$ - температурный критерий - отношение перепада температур в теле к перепаду температур в сжатом слое среды; $K_\theta = \sqrt{\frac{(\lambda C)_\theta}{(\lambda C)_\theta}}$ -

$= \frac{\theta}{\theta_\theta}$ - критерий проникновения тепла; $K_d = \frac{a_\theta}{a_T}$ - критерий теплопроводности; $K_f = \frac{KL'_1 \gamma'_1 + L_1 \gamma_1}{(C\gamma)_\theta (T_0^* - T_w)}$ - критерий фазовых переходов

отношение тепла, поглощенного при физико-химических превращениях материала к молекулярному потоку тепла через пограничный слой;

$K_m = \frac{m}{2\sqrt{a_\theta}}$ - критерий скорости движения границы физико-химических превращений или скорости уноса; $N = \frac{dx}{dt} = \frac{m}{2\sqrt{a_\theta}}$ - скорость движения границы физико-химических превращений или скорость уноса.

Полученное уравнение отражает качественную картину динамической взаимосвязи свойств среды, материала и скорости движения границы физико-химических превращений. Здесь четко выражена гибкая синтетическая связь теоретических и экспериментальных данных. При его решении используются данные по высокотемпературным свойствам сред и материалов, имеющиеся в литературе и экспериментальные результаты исследований теплофизических свойств, скорости уноса массы, температуры и механизма разрушения, оптических свойств поверхности.

Уравнение кинетики взаимодействия получено для случая сложного теплообмена. При этом могут происходить различные взаимоотношения между лучистыми и конвективными потоками при различном характере физико-химических превращений материала (в зависимости от его природы и динамики взаимодействия).

Выразим некоторые модели взаимодействия как частные случаи полученного уравнения.

1. Модель взаимодействия при нагреве тела только лучистыми тепловыми потоками и при наличии фазовых переходов на поверхности материала

Соответствующее уравнение имеет вид

$$(K_c - K_r) \frac{\exp(-K_m^2)}{\operatorname{erfc} K_m} - K_g K_t \frac{\exp(-K_m^2 K_d)}{\operatorname{erfc}(K_m K_d^{1/2})} - \sqrt{\pi} K_f K_m = 0. \quad (8)$$

Уравнение (8) описывает экспериментальные исследования материалов в условиях концентрированного солнечного нагрева, а также сварку, пайку, термообработку металлов, синтез пленочных материалов в вакуумной камере. Эти исследования выполняются на установке СГУ-5 и других установках лучистого нагрева. Для аналитического описания технологических процессов, осуществляемых в камере под давлением, следует пользоваться исходным уравнением (7), т.е. необходимо учитывать естественную конвекцию.

2. Модель "чистого" аэродинамического нагрева при фазовых переходах

$$(1 - K_r) \frac{\exp(-K_m^2)}{\operatorname{erfc} K_m} - K_g K_t \frac{\exp(-K_m^2 K_d)}{\operatorname{erfc}(K_m K_d^{1/2})} - \sqrt{\pi} K_f K_m = 0. \quad (9)$$

Эта модель в некоторых случаях может соответствовать исследованиям взаимодействия материалов и сред под действием умеренных конвективных тепловых потоков в условиях сверхзвуковых струй.

Возможен случай, когда внешнее излучение от сжатого пограничного слоя компенсируется собственным излучением материала, т.е. $K_c = K_r$, тогда имеем

$$\frac{\exp(-K_m^2)}{\operatorname{erfc}(K_m)} - K_g K_t \frac{\exp(-K_m^2 K_d)}{\operatorname{erfc}(K_m K_d^{1/2})} - \sqrt{\pi} K_f K_m = 0. \quad (10)$$

3. При взаимодействии материалов и сред в условиях "чистого" лучистого нагрева в вакууме без фазовых переходов уравнение принимает вид

$$(K_c - K_r) \frac{\exp(-K_m^2)}{\operatorname{erfc}(K_m)} - K_g K_t \frac{\exp(-K_m^2 K_d)}{\operatorname{erfc}(K_m K_d^{1/2})} = 0. \quad (11)$$

Эта модель соответствует экспериментальным исследованиям прогресса в термообработке материалов в вакууме, осуществляемых с помощью солнечной энергии для космической технологии и выполняются на установках СГУ-5 и "Гелиос-2".

4. Модель взаимодействия при нагреве низкими лучистыми и конвективными тепловыми потоками без фазовых переходов в материале -

$$(1 + \Delta K_r) \frac{\exp(-K_m^2)}{\operatorname{erfc}(K_m)} - K_g K_t \frac{\exp(-K_m^2 K_d)}{\operatorname{erfc}(K_m K_d^{1/2})} = 0. \quad (12)$$

Наиболее подходящим для указанной модели является исследование процесса прогресса материалов в определенных условиях на установках СГУ-3, СГУ-4 и стендах конвективного нагрева.

5. Модель взаимодействия при нагреве низкими лучистыми потоками,

когда не учитывается собственное излучение и нет фазовых переходов на поверхности материала,

$$(1 + K_c) \frac{\exp(-K_m^2)}{\operatorname{erfc}(K_m)} - K_g K_t \frac{\exp(-K_m^2 K_a)}{\operatorname{erfc}(K_m K_a^{1/2})} = 0. \quad (13)$$

Эта модель соответствует исследованиям прогрева материалов на воздухе, выполняемых в условиях установок СГУ-3 и СГУ-4.

Здесь можно также отнести процессы взаимодействия концентрированного солнечного света с объектами биологической природы (семена пшеницы, кукурузы, риса и др.), выполняемые на установках СГУ-6 и СГУ-7. При этом трудность заключается в выборе движущейся границы внутри зерна в качестве физического параметра. Гипотетически можно предложить в качестве такой границы фронт изменения влагосодержания, либо фронт изменения коэффициента экстинкции.

6. При аэродинамическом нагреве низкими тепловыми потоками и отсутствии фазовых переходов в материале имеем

$$\frac{\exp(-K_m^2)}{\operatorname{erfc}(K_m)} - K_g K_t \frac{\exp(-K_m^2 K_a)}{\operatorname{erfc}(K_m K_a^{1/2})} = 0. \quad (14)$$

Этот случай соответствует исследованиям температурных полей и механизма прогрева материалов при длительном воздействии низкими тепловыми потоками, которые выполняются на стендах конвективного нагрева.

Исследования высокотемпературного взаимодействия веществ с внешней средой достигли такого уровня, когда стал более важным анализ взаимодействия в целом, при агрегировании переменных параметров на самом высоком уровне. В результате этого некоторые частные отличительные особенности процесса становятся несущественными.

Несмотря на экспериментальный характер предлагаемых моделей кинетики взаимодействия материалов и сред, с их помощью можно сделать определенные выводы.

Исследователь всегда действует на основе моделей, имеющихся в его распоряжении.

Мы предлагаем последовательность действия для выявления направленности процесса взаимодействия материалов и сред, а также возможности управления этим процессом с помощью рецептурных, структурных и технологических приемов, используемых при создании материалов с заданными свойствами. Делается это на основе модели, к которой мы питаем в данный момент наибольшее доверие.

1. Полежаев Ю.В., Юрвич Ф.Б. Тепловая защита. - М.: Энергия, 1976. - 382 с.

2. Блох А.Г. Тепловое излучение в котельных установках. - Л.: Энергия, 1967. - 250 с.

3. Ключников А.Д., Иванов Г.П. Теплопередача излучением в огне-технических установках. - М.: Энергия, 1970. - 190 с.
4. Дверняков В.С. Качественное обобщение процесса взаимодействия ТЭМ в условиях конвективного и лучистого нагрева (сквозная задача). - Киев, 1977. - 11 с. - Рукопись деп. в ВИНТИ № 2, 878-79. Деп.
5. Дверняков В.С., Горностаев Г.Ф., Грудинин М.М. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование кинетики разрушения высокотемпературных материалов. - В кн.: Теплообмен - У1. Киев: Наук. думка, 1980, с.124-132.
6. Дверняков В.С. Модель высокотемпературного разрушения теплозащитных покрытий при входе аппаратов в плотные слои атмосферы (лучистый и конвективный нагрев). - В кн.: Космические исследования на Украине. Киев: Наук. думка, 1980, вып.14.
7. Дверняков В.С. Кинетика высокотемпературного разрушения материалов. - Киев: Наук. думка, 1981. - 161 с.
8. Смолинский Е.С., Дверняков В.С., Новикова В.В. и др. Методика определения объемной плотности продуктов разрушения по ослаблению падающего потока. - Наст. сб., с. 78-85.

УДК 621.1.016 + 536.2

Г.С.Елчичева, К.Б.Исаев, А.А.Король, Е.С.Дуговская, А.В.Чоба
Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ОДНОСТОРОННЕГО НАГРЕВА НА МЕХАНИЗМ РАЗРУШЕНИЯ АСБОПЛАСТИКА

Современные теплозащитные материалы эксплуатируются в самых разнообразных условиях, которые характеризуются различными давлениями, температурами, влажностями, химическим составом сред. В этих условиях механизм разрушения материалов может существенно отличаться.

Процессы, происходящие в глубинных слоях коксующихся материалов при одностороннем нагреве не зависят от вида нагрева и сводятся в основном к деструкции связующего. Основное отличие физико-химических процессов наблюдается в поверхностном слое. Эти процессы в конечном счете и определяют линейную скорость разрушения и температуру поверхности в процессе эксперимента.

Одним из интересных представителей коксующихся теплозащитных материалов является асбопластик, так как при односторонних нагревах превращения претерпевают как связующее, так и наполнитель при относительно низких температурах, значительно меньших температуры поверхности.

В [1] исследованы теплофизические свойства асбопластика при объемном нагреве. Обзорные данные исследований некоторых параметров разрушения и поведения асбопластика при одностороннем конвективном нагреве приведены в [2]. Однако данные, описывающие механизм разрушения асбопластика при различных видах одностороннего нагрева, отсутствуют.

В настоящей работе исследовано влияние радиационного конвективного и совместного нагрева и величины теплового потока на механизм разрушения асбопластика.

Эксперименты проводились в фокусе солнечной печи СГУ-4 [3] ($q_k = 0,42 \pm 1,26 \cdot 10^4$ кВт/м², $p = 1 \cdot 10^5$ Па); в струе продуктов сгорания керосина - установка ВГУ [4] ($q_k = 0,4 \pm 1,26 \cdot 10^4$ кВт/м², $p_e = 1,2 \pm 2,4 \cdot 10^5$ Па, $J_e = 2100 \pm 4000$ кДж/кг, $T_e = 1700 \pm 2800$ К); в струе воздушной и азотной плазмы - установка РПУ-1 [5] ($q_k = 0,13 \pm 1,3 \cdot 10^4$ кВт/м², $p_e = 1 \cdot 10^5$ Па; $J_e = 2000 \pm 14000$ кДж/кг, $T_e = 2000 \pm 6000$ К). Совместный нагрев проводился также на установке РПУ-1:

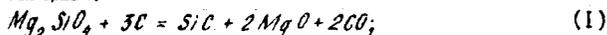
В процессе исследований определялись следующие параметры разрушения асбластика: стационарная линейная скорость разрушения (\bar{v}); стационарная температура поверхности (T_H); толщина кокса (ψ).

Стационарная линейная скорость разрушения материала определялась по высотам образца, измеренным до и после испытания. Время испытания выбиралось значительно большим временем наступления квазистационарного разрушения материала для исключения влияния переходной стадии разрушения. Температура поверхности определялась по методике [6]. Данные о степени черноты, полученные по этой методике, использовались для определения температуры поверхности при других видах одностороннего нагрева. Толщина кокса определялась с помощью микроскопа МБС-2М (пена деления 50 мкм).

Для фиксирования толщины и фазового состава перерожденного слоя материала образец закалялся инертным газом.

Качественный фазовый состав перерожденного слоя материала определялся методом послойных петрографического и металлографического анализов.

Петрографический и металлографический анализ испытанных образцов показал, что в глубинных слоях материала наряду с деструкцией и коксованием связующего происходит фазовые превращения асбеста, приводящие к образованию форстерита. В поверхностном слое при температуре, превышающей температуру плавления форстерита (около 2200 К), при определенных условиях одностороннего нагрева образуется карбид кремния, возможно, по следующим реакциям:



При одностороннем радиационном нагреве на установке СГУ-4 асбластик обладает наименьшей скоростью линейного разрушения (рис. 1), что можно объяснить интенсивным протеканием эндотермических процессов образования карбида кремния (жидкая фаза на поверхности отсутствует), причем с увеличением теплового потока эти процессы интенсифицируются (табл.1). Температура поверхности образца с ростом теплового потока возрастает, а при тепловом потоке $1,26 \cdot 10^4$ кВт/м² наблюдается снижение температуры (рис. 2), связанное, по-видимому, с интенсивным протека-

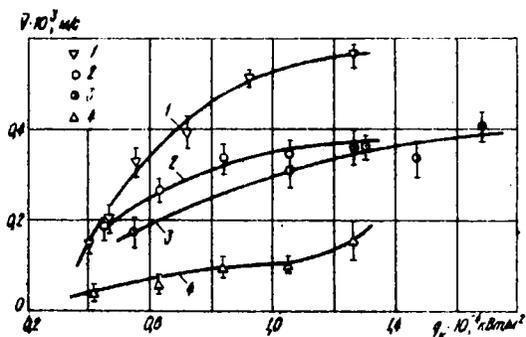


Рис.1. Влияние различных видов одностороннего нагрева и теплового потока на стационарную линейную скорость уноса абсопластика: 1 - ВГУ; 2 - РПУ-1 (воздушная плазма); 3 - РПУ-1 (воздушная плазма + радиационный нагрев; $q_k = 0,42 \cdot 10^4$ кВт/м²; по оси ординат отложен суммарный тепловой поток); 4 - СВУ-4.

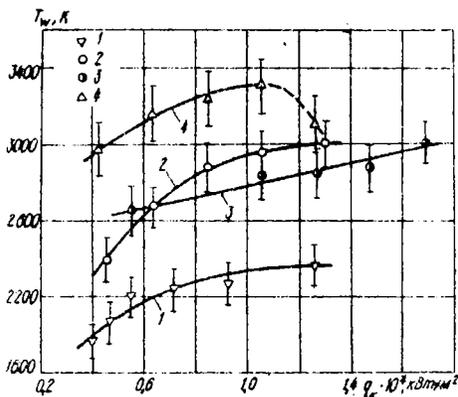


Рис.2. Влияние различных видов одностороннего нагрева и теплового потока на стационарную температуру поверхности абсопластика (обозначения те же, что на рис.1).

вцем процессов сублимации и диссоциации карбида кремния. При радиационном нагреве в указанных условиях материал разрушается только за счет повышения температуры, и на него не действуют избыточное давление и среда, так как нагреваемый торец образца находится в продуктах собственной деструкции.

По-другому ведет себя абсопластик в потоке воздушной плазмы и струе ВГУ. Зависимости параметров разрушения в этих условиях от тепло-

Т а б л и ц а 1. Влияние вида нагрева и величины теплового потока на фазовый состав поверхностного перерожденного слоя асбопластика

Вид нагрева	Тепловой поток $q, \cdot 10^{-4}, \text{кВт/м}^2$		Фазовый состав, %			Размер зерна SiO_2 , мкм
	радиационный	конвективный	SiC	Mg_2SiO_4	SiO_2	
Радиационный, СВЧ	0,42 1,26	-	~40 ~85	~5 Следы	1-2 1-2	5-7 До 20
Конвективный, ВГУ	-	0,40	Не обнаружен	Расплав	Расплав	-
"	-	1,26				-
Конвективный, РПУ-I (азотная плазма)	-	0,63	~50	~10	~5	7-10
То же	-	1,3	До 80	~5	1-2	До 20-30
Конвективный, РПУ-I (воздушная плазма)	-	0,63	~5	До 20	1-2	1-2
То же	-	1,3	~20	<10	1-2	7-10
Совместный, РПУ-I (воздушная плазма + радиационный)	0,84	0,42	>20	<10	1-2	<5
То же	0,42	0,84	10-15	~10	~5	5-7

вого потока ($\bar{V}, \bar{T}_w = f(q_k)$) имеет монотонный характер (рис.1 и рис.2 кривые 1, 2).

Однако механизм разрушения материала в этих условиях различен.

По результатам петрографического анализа поверхностный слой образцов асбопластика, испытанных на установке ВГУ, представляет собой корольки расплава форстерита и двуокиси кремния, количество которых уменьшается с увеличением теплового потока.

Взаимодействие по реакциям (1) и (2) подавляется окислительными процессами. В этих условиях разрушение асбопластика происходит в основном за счет динамического воздействия струи, которая срывает расплав, что обуславливает наибольший линейный унос материала по сравнению с другими видами нагрева.

При воздействии на асбопластик воздушной плазмы в поверхностном слое образцов обнаружены каплевидные образования двуокиси кремния и форстерита, а также кристаллы карбида кремния, причем с увеличением теплового потока количество и размер кристаллов карбида кремния увеличивается, а форстерита и двуокиси кремния - уменьшается (см.табл.1).

При тепловом потоке $0,42 \cdot 10^4 \text{ кВт/м}^2$ скорости разрушения асбопластика для обоих видов нагрева практически одинаковы, хотя температуры поверхности различны (см.рис.1). Возможно, это происходит потому, что механизм разрушения при указанном тепловом потоке для нагрева в воздушной плазме и в струе ВГУ одинаков - расплав с поверхности нагреваемого образца сдувается. При этом сдвиговые усилия больше в

струе ВГУ, однако энтальпия потока плазмы выше, поэтому выше температура поверхности (рис. 2).

Из рис. 1 и 2 видно, что кривая стационарной линейной скорости разрушения и температуры поверхности, а также результаты фазового анализа (табл. 1) для нагрева в воздушной плазме занимает промежуточное положение по сравнению с описанными выше способами нагрева.

Механизм разрушения асбопластика в условиях воздушной плазмы представляется средним между механизмом разрушения в струе ВГУ и радиационным нагревом в установке СГУ-4 и сводится к следующему: в поверхностном слое параллельно с процессом плавления форстерита и двуоксида кремния образуется по описанным выше реакциям (1) и (2) карбид кремния и частично окисляется углерод связующего. Продукты физико-химических превращений преимущественно уносятся механически.

При совместном радиационно-плазменном нагреве при постоянном суммарном потоке с увеличением лучистой составляющей и уменьшением конвективной наблюдается незначительная интенсификация карбидообразования, при этом несколько уменьшается линейная скорость разрушения и температура поверхности по сравнению с условиями воздушной плазмы (см. табл. 1).

В условиях, когда радиационный тепловой поток постоянен ($q_{\lambda} = 0,42 \cdot 10^4$ кВт/м²), а конвективный увеличивается, скорость роста содержания карбида кремния в поверхностном слое выше приблизительно в 2 раза, чем при конвективном нагреве воздушной плазмой.

Анализ данных исследований асбопластика при совместном нагреве показывает, что с увеличением радиационного потока поведение материала приближается к чистому радиационному нагреву, а с увеличением конвективной составляющей - к нагреву в воздушной плазме, что подтверждается данными табл. 1 и 2.

Т а б л и ц а 2. Влияние соотношения конвективного и радиационного тепловых потоков на параметры разрушения асбопластика

Тепловой поток, $q_{\lambda} \cdot 10^{-4}$, кВт/м ²		Температура поверхности, T_w , К	Линейная скорость уноса $V \cdot 10^3$, м/с	Толщина кокса $\delta, \cdot 10^3$, м
конвективный	радиационный			
0,84	0,42	2810	0,365	1,25
0,42	0,84	2760	0,325	1,50

Результаты физико-химических исследований асбопластика, испытанного в азотной плазме, идентичны данным, полученным при испытании в условиях радиационного нагрева на установке СГУ-4 при тех же тепловых потоках (см. табл. 1).

Отличие в механизмах разрушения абобластика при разных видах нагрева приводит к тому, что наблюдается различие значений температуры поверхности и линейной скорости уноса при одинаковом тепловом потоке. Это влияет на теплоперенос внутри материала, что отражено в различной толщине окислованного слоя (δ).

При радиационном нагреве окислованный слой имеет максимальную толщину, минимальные значения — при конвективном в струе ВГУ, а в воздушной и азотной плазме и при совместном нагреве занимает промежуточное значение по толщине (рис.3).

Таким образом, в условиях радиационного нагрева механизм разрушения абобластика определяется процессами взаимодействия форстерита и двуокиси кремния с углеродом, происходящими в поверхностном слое с образованием карбида кремния, который имеет форму разобоченных кристаллов и коротких цепочек, не образует каркасной структуры вследствие исходной структуры материала. Разрушение материала в этих условиях происходит в основном за счет физико-химических процессов в поверхностном слое.

При воздействии струй ВГУ определяющими являются процессы плавления наполнителя, и унос происходит за счет удаления расплава набегающим потоком. По-видимому, происходит также окисление углерода струей ВГУ.

При воздействии воздушной плазмы и совместного радиационно-конвективного нагрева механизм разрушения абобластика занимает промежуточное положение и определяется воздействием преобладающего фактора.

1. Шашков А.Г., Тихаев В.И. Теплофизические свойства разлагающихся материалов при высоких температурах. — Минск: Наука и техника, 1975. — 80 с.

2. Теплозащитные волокнистые пластики. М., ВИАМ, ОНТИ, 1964. — 46 с.

3. Пасичный В.В., Дверняков В.С. Установка для высокотемпературных исследований жаростойких авиационных материалов и покрытий. В кн.: Самолетостроение и техника воздушного флота. Харьков. ВГУ, 1967, вып.10, с.77-83.

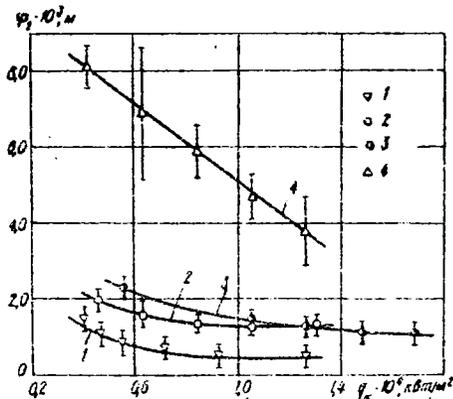


Рис.3. Влияние различных видов одностороннего нагрева и теплового потока на толщину окислованного слоя абобластика (обозначения те же, что на рис.1).

4. Дверняков В.С., Горностаев Г.Ф., Грудинин М.И. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование кинетики разрушения высокотемпературных материалов. - В кн.: Теплообмен - УГ. Киев: Наук. думка, 1980, с.124-131.

5. Фралов Г.А., Дверняков В.С., Пасичный В.В. Некоторые результаты экспериментального исследования теплообмена на поверхности при совместном воздействии лучистого и конвективного потоков тепла. - Техника высоких температур, 1978, 15, № 1, с.221.

6. Дверняков В.С., Исаев К.Б., Пасичный В.В. и др. Исследования радиационных характеристик некоторых коксующихся материалов при высоких температурах. - В кн.: IУ Всесоюзная конференция по радиационному теплообмену. Киев: Наук. думка, 1978, -90 с.

УДК 533.6.011.72

Г.Ф.Горностаев, А.А.Король

Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ
ВНЕШНЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ РАЗРУШАЕМЫЙ СВЕТОВОД

Рассмотрим физическую систему (рис.1, а), состоящую из высокотемпературного излучающего газа (1) и разрушаемого материала (2), разделенных движущейся границей (5). Поместим в материале перпендикулярно движущейся границе световод (3), имеющий температуру плавления (испарения),

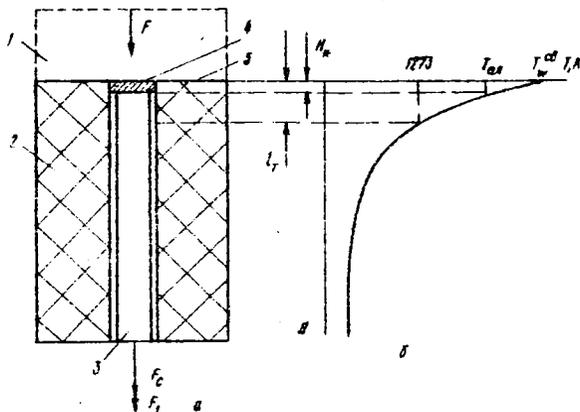


Рис.1. К модели светопропускания световода:
а - световод в материале:

- 1 - внешняя среда; 2 - материал; 3 - световод;
- 4 - пленка расплава; 5 - поверхность материала;
- F - внешний лучистый поток; F_c - собственный поток световода; F_s - суммарный поток на выходе световода;
- б - температурный профиль по длине световода:
- T - температура; T_w - температура поверхности пленки; N - длина световода; N_x - толщина пленки расплава; l_f - зона высоких температур.

близкую к температуре движущейся границы материала, например, кварцевый световод в стеклопластике. Светопускание цилиндрического световода с учетом косых лучей в пределах меридиональной аппаратуры определяется выражением [1]:

$$\tau = \frac{F_2}{F_1} = \frac{\int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{u_c=0}^{u_{c1}} J_{u_c} (1-\rho)^2 e^{-\frac{kH}{\cos u_c}} \rho \frac{H}{D} \operatorname{tg} u_c \sin u_c \, du_c \, d\varphi}{\int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{u_c=0}^{u_{c1}} J_{u_c} \sin u_c \, du_c \, d\varphi}, \quad (1)$$

где F_1 , F_2 - соответственно световые потоки на входе и выходе из световода; J_{u_c} - функции распределения светового потока внутри световода; $(1-\rho)^2$ - коэффициент светопропускания входного и выходного торцов световода, определяемый отражениями Френеля; $e^{-\frac{kH}{\cos u_c}}$ - светопропускания для данного наклона луча в световоде длиной H ; $k(\lambda, T)$ - коэффициент поглощения стекла; $\rho(\lambda, T)$ - Френелевский коэффициент отражения единичной поверхности; $\rho \frac{H}{D} \operatorname{tg} u_c$ - потери энергии за счет неполноты отражения от боковых направляющих поверхностей световода диаметром D ; u_c - угол входа меридиональных лучей; φ - угол входа косых лучей.

Из выражения (1) следует, что переменные потери в световоде определяются только углом наклона луча u_c . При использовании световодов в качестве устройств для передачи излучения от объекта измерений к прибору, а не в качестве элемента оптической системы прибора, значительную часть трудноучитываемых переменных потерь на боковых составляющих световода можно исключить, поскольку при уменьшении u_c до нуля пределом $\tau(\lambda, T)$ будет [1]:

$$\tau^n(\lambda, T) = (1-\rho)^2 e^{-k(\lambda, T)H}, \quad (2)$$

т.е. пропускание определяется длиной световода и его оптическими постоянными для данной длины волны и температуры.

Используем это выражение для качественного анализа влияния уноса световода вместе с исследуемым материалом на его светопропускание.

В процессе вискотемпературного разрушения покрытия происходит оплавление и унос световода, при этом наблюдается ряд процессов, способных оказать влияние на светопропускание световода.

К таким процессам и факторам, по-видимому, следует отнести:

- а) наличие пленки расплава на торце разрушаемого световода;
- б) влияние нагрева световода в материале на изменение коэффициента поглощения по длине световода;
- в) взаимодействие собственного теплового излучения световода с излучением внешней среды.

Так как световод (3) расположен в массе материала (2), то характер изменения температуры по его длине должен, по-видимому, соответствовать характеру изменения температуры в материале (рис. 1,б). При этом температура жидкой пленки (4) на торце световода будет находиться в диапазоне

$$T_w^{cd} > T > T_{пл},$$

где T_w^{cd} - температура внешней поверхности пленки расплава; $T_{пл}$ - температура плавления стекла.

Кварцевое стекло при температуре 2000 К размягчается, но сохраняет относительно высокую вязкость, экспоненциально падающую с ростом температуры. Следствием высокой вязкости расплава является достаточно сильный его перегрев (до 1000 К и выше) относительно температуры размягчения, который обычно происходит в реальных условиях работы материалов. При этом зависимость вязкости расплава от температуры обуславливает крайне малую толщину его пленки [2].

Следовательно, размер зоны световода, в которой происходит основные изменения его состава и структуры, является очень незначительным, что позволяет сделать предположение о ее частичной прозрачности.

Тогда общее светопропускание разрушаемого световода можно представить как произведение

$$T_{\Sigma}^{\prime} = T_{пл} \cdot T_c,$$

где $T_{пл}$ и T_c - соответственно светопропускание пленки и твердого световода, находящегося под пленкой расплава.

Расчет этих величин, даже по сравнительно простой формуле (2), весьма затруднен, так как требует знания величин $k(\lambda, T)$ и $\rho(\lambda, T)$ а также температурного поля по длине световода. Причем величины $k(\lambda, T)$ и $\rho(\lambda, T)$ для пленки расплава будут несколько изменяться вследствие флуктуации толщины пленки и формы ее поверхности в процессе разрушения световода.

Эти обстоятельства приводят к необходимости экспериментальной оценки светопропускания и амплитуды ее флуктуации в процессе высокотемпературного разрушения световода.

С точки зрения уточнения причин изменения величины T^{\prime} на T_{Σ}^{\prime} необходимо также проводить исследования структуры и состава пленки расплава на торце световода.

Наличие собственного излучения ϵ_c нагретого световода вносит трудно учитываемую погрешность в измерение величины T^{\prime} .

желательно оценить также и возможное влияние нагрева самого световода, расположенного под жидкой пленкой расплава, на изменение его оптических свойств.

Используя выражение (2), можно провести оценку относительного изменения светопропускания собственно световода при его нагреве в теплозащитном материале.

Поскольку зона l_T (рис. 1, б) высоких температур (1273 К) в разрушаемом материале расположена вблизи нагреваемой поверхности и имеет малую протяженность (от долей миллиметра до нескольких миллиметров - в зависимости от марки материала и условий нагрева), то ограничимся рассмотрением только этой зоны ввиду того, что при температуре ниже 1273 К коэффициент поглощения кварца меняется незначительно.

Согласно данным [3], коэффициент поглощения кварцевого стекла марки КВ в области спектральной чувствительности фоторезистора ФФЗ-1 (0,4-1,1 мкм) при нагреве от 293 до 1677 К изменяется от 10^{-2} до $2 \cdot 10^{-2}$ см $^{-1}$, оставаясь практически постоянным (для данной температуры) во всем указанном диапазоне длин волн.

Если в качестве средних температур по длине зоны l_T выбрать $T_1 = 293$ К и $T_2 = 1677$ К, то без учета потерь на отражение относительное изменение светопропускания для $\lambda = 0,78$ (максимум чувствительности фотоприемника ФФЗ-1) будет равно

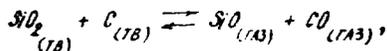
$$\exp \left[K_2 (l_T T_2) - K_1 (l_T T_1) \right].$$

Подстановка численных значений K_1 и K_2 в эту формулу дает следующие значения: $5 \cdot 10^{-4}$ при $l_T = 5 \cdot 10^{-2}$ см; $1 \cdot 10^{-3}$ при $l_T = 1 \cdot 10^{-1}$ см; $5 \cdot 10^{-3}$ при $l_T = 5 \cdot 10^{-1}$ см.

Таким образом, изменение светопропускания кварцевого световода, расположенного под пленкой расплава, за счет его прогрева незначительно и, следовательно, основное внимание необходимо уделить исследованию влияния оплавления и свечения торца световода.

При тепловом разрушении световода, расположенного в разрушаемом материале, на его торце образуется пленка расплава. Оптические свойства этой пленки зависят от ее химического состава и структуры.

В материалах типа стеклопластиков углерод может вступать в химическое взаимодействие со стеклом (гетерогенное взаимодействие) [2]:



а при меньших температурах в качестве промежуточного продукта может образоваться твердый карбид кремния SiC .

В связи с этим был проведен петрографический анализ оплавленных кварцевых и стеклянных световодов после их разрушения в различных материалах.

Петрографический анализ кварцевых световодов показал, что пленка расплава на его торце состоит из трех стекол, соответствующих материалу жлы, оболочки и продукту их взаимодействия. Показатель преломления этой пленки (n_p) является средним между показателем преломления оболочки (n_o) и жлы ($n_{ж}$), где $n_o = 1,450$; $n_p = 1,457$; $n_{ж} = 1,463$.

Следов образования кристобаллитной фазы на торце кварцевого световода не обнаружено, что связано, по-видимому, с высоким градиентом температуры в поверхностном слое разрушаемых материалов и наличием уноса массы, в результате чего диапазон неблагоприятных температур (1300 - 1500 K) проходилась очень быстро.

Коэффициенты преломления измерялись на тонком (30 - 40 мкм) поперечном срезе торца световода и полученные абсолютные значения совпадали с измерениями на диспергированной пробе.

На торце и боковой поверхности световодов обнаружена пленка углерода, которая, по-видимому, конденсируется в процессе охлаждения образцов в результате газовыделения при деструкции связующего. Эта пленка легко снимается при протирании.

Анализ стеклянных световодов показал, что состав застывшей пленки расплава в этом случае соответствует составу материала жлы и оболочки световода.

На боковой поверхности световода обнаружена пленка углерода, которая образовалась, по-видимому, также после охлаждения образца.

Металлографический анализ торцов кварцевых и стеклянных световодов показал, что в результате плавления и разрушения торца световода исчезает четкая граница жлы и оболочки, а в пленке расплава образуются пузыри газа.

Таким образом, отсутствие химического взаимодействия световодов с материалом, а также следов образования кристобаллитной фазы (для кварцевых световодов), свидетельствует о том, что основной причиной изменения светопропускания световодов является изменение структуры торца в результате образования жидкой пленки расплава.

По-видимому, неоднородность структуры этой пленки приводит к увеличению поглощения и рассеивания падающего световода потока. Уменьшая длину свободного пробега излучения из-за искривления пути луча, рассеивание как бы увеличивает эффективный коэффициент поглощения и кроме того, облегчает выход фотонам во внешнее пространство, т.е. увеличивает потери на отражение света.

Для оценки прозрачности жидкой пленки расплава, образующейся на торце разрушаемого (оплавляемого) кварцевого световода, применен следующий метод. В фокусе установки радиационного нагрева "Уран" устанавливали образец из теплозащитного материала с кварцевым световодом, а под нижним торцом световода - фотоприемник, подключенный к осциллографу НО30А. Между источником нагрева и образцом на вращающемся валу закрепляли металлический диск с отверстиями. На первой стадии нагрева образец освещался через отверстие неподвижного диска до установления постоянной амплитуды сигнала фотодатчиков (до оплавления торца световода). Затем включали двигатель вращения диска. Время затемнения образца составляло 0,04 с, через каждые 0,6 с нагрева лучистым потоком $q = 0,59 \cdot 10^4 \text{ кВт/м}^2$.

Осциллограмма записи сигнала фотосопротивления в режиме нагрева модулированным лучистым потоком, представленная на рис.2, позволяет сделать следующий вывод. Несмотря на наличие жидкой пленки на торце и мощное собственное излучение световода его светопропускание остается значительно больше нуля.

При конвективном нагреве и разрушении материала в высокотемпературной газовой струе возникает необходимость в оценке величины флуктуаций сигнала, вызванных процессом разрушения торца световода.

Для этого на установке конвективного нагрева проведены испытания датчиков с кварцевыми и стеклянными световодами. В результате экспериментов установлено, что:

- 1) флуктуации сигнала датчика не коррелируют с изменениями температуры нагреваемой поверхности и носят случайный характер;
- 2) величина (амплитуда) флуктуаций сигнала датчика в процессе разрушения световодов несколько изменяется в зависимости от режима нагрева и марки материала, однако, она не превышает 5 - 8% амплитуды самого сигнала.

Таким образом, применение оптических волокон-световодов позволит вести контроль внешнего лучистого потока а при исследовании задач с движущейся границей раздела высокотемпературных сред.

1. Бельский О.И. Влияние высоких температур и агрессивной газовой среды на передачу лучистой энергии через стержневой световод из фэйкосапфира. - В кн.: Объективные методы пирометрии излучения металлов. М.: Наука, 1976, с.73-79.

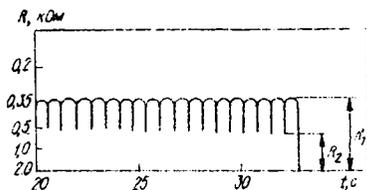


Рис.2. Изменение фотосопротивления при освещении оплавляемого кварцевого световода модулированным лучистым потоком (R_1 и R_2 - значения фотосопротивления в моменты освещения и затемнения световода).

2. Пякратов Б.М., Полежаев Д.В., Рудько А.К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками / Под ред. В.С.Зуева. - М.: Машиностроение, 1975. - 224 с.

3. Валишин А.В., Левенфельд Г.Д., Петров В.А. Спектральный коэффициент поглощения кварцевых стекол КВ и КТС при температурах 1300 - 1700 К в области спектра 0,25 - 1,25 мкм. - Техника высоких температур, 1978, 16, с.1215-1218.

ГДК 662.997:632.93

Р.А.Закидов, А.Абдурахманов, Ш.И.Клычев
Центральное проектно-конструкторское и технологическое бюро
научного приборостроения АН УзССР, Ташкент

ОПТИМИЗАЦИЯ РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПРИЕМНИКОВ КОНЦЕНТРИРОВАННОГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Методы преобразования солнечной энергии в термодинамических циклах привлекают в настоящее время все большее внимание (высокий КПД цикла, возможность подключения солнечной станции к "обычным" теплоэнергетическим станциям).

Специфика работы приемников солнечной энергии в солнечных электростанциях (СЭС) - наличие лучевоспринимающей поверхности (ЛП), являющейся в главном источником теплопотерь (уже при температуре приемника $T_{\text{п}}$ больше 150° С) в основном излучением [1, 2]. Основные характеристики ЛП - интегральная поглощательная и излучательная (α_{Σ}), (ϵ_{Σ}) способности. Теплоприемник является элементом энергетического назначения, вследствие этого особенность определения требований к величинам α_{Σ} и ϵ_{Σ} вытекает из условия обеспечения максимального КПД ЛП ($\eta_{\text{ЛП}}$). В общем случае α_{Σ} и ϵ_{Σ} - функции спектральных радиационных характеристик поверхности α_{λ} (ϵ_{λ}) и геометрии, или эффективных спектральных характеристик $\alpha_{\lambda \text{эф}}$ ($\epsilon_{\lambda \text{эф}}$). С учетом [3], можно записать:

$$\alpha_{\lambda \text{эф}} = f(\alpha_{\lambda}, \theta) \approx \frac{\alpha_{\lambda}}{[\theta + \alpha_{\lambda}(1-\theta)]}, \quad (1)$$

где θ - параметр характеризующий геометрию ЛП ($\theta = S_{\text{вх}} / S_{\text{ЛП}}$, при $\theta = 1$ ЛП - плоская поверхность, при $\theta = 0$ - бесконечно глубокая полость).

Отметим, что $\alpha_{\lambda \text{эф}} = \epsilon_{\lambda \text{эф}}$. Уравнение баланса энергии по лучевоспринимающей поверхности для спектрального диапазона имеет вид

$$E_{\text{рл}} = E_{\text{сл}} - E_{\text{отрл}} - E_{\text{отл}} \quad (2)$$

где $E_{\text{рл}}$, $E_{\text{сл}}$, $E_{\text{отрл}}$, $E_{\text{отл}}$ - плотность потоков излучений результирующего (полезного), падающего, отраженного от лучевоспринимающей поверхности и излученного нагретой поверхностью.

По определению выражение для КПД имеет вид

$$\eta_{\lambda \Delta \lambda} = 1 - \frac{E_{\text{от } \Delta \lambda}}{E_{S \Delta \lambda}} - \frac{E_{\text{изл } \Delta \lambda}}{E_{S \Delta \lambda}} \quad (3)$$

Распишем выражение для $E_{S \Delta \lambda}$. В общем случае

$$E_S = E_{SN} \cdot \eta_K, \quad (4)$$

где E_{SN} - плотность потока солнечной радиации ($\text{Вт}/\text{м}^2$); η_K - КПД концентратора.

Не нарушая общности рассмотрения, можно принять

$$E_S = \beta_S \omega_S \eta_K. \quad (5)$$

Здесь β_S - средняя яркость ($\text{Вт}/\text{м}^2$), ω_S - проекция телесного угла падающего солнечного излучения ($\omega_{S \min} = \pi \varphi_0^2$; φ_0 - угловой радиус Солнца; для Земли $\varphi_0 = 16'$).

$$\beta_S = \int_0^{\infty} r(\lambda, T_c) d\lambda / \pi$$

или

$$E_S = \eta_K \frac{\omega_S}{\pi} \int_0^{\infty} r(\lambda, T_c) d\lambda, \quad (6)$$

где $r(\lambda, T_c)$ - функция излучения Планка: $T_c \approx 5800 \text{ К}$. По аналогии с (6),

$$E_{S \Delta \lambda} = \eta_K \frac{\omega_S}{\pi} r(\lambda, T_c) \Delta \lambda \quad (7)$$

и для $E_{\text{изл } \Delta \lambda}$, учитывая, что $\omega_{\text{изл } \max} = \pi$,

$$E_{\text{изл } \Delta \lambda} = \epsilon_{\lambda \text{эф}} (\omega_{\text{изл}} / \pi) r(\lambda, T_n) \Delta \lambda, \quad (8)$$

где $\omega_{\text{изл}}$ - проекция телесного угла излучения; $\epsilon_{\lambda \text{эф}}$ - эффективная спектральная излучательная способность ЛП.

С учетом (7), (8), для (3) получим

$$\eta_{\lambda \Delta \lambda} = \alpha_{\lambda \text{эф}} - \frac{\epsilon_{\lambda \text{эф}} \cdot \omega_{\text{изл}}}{\eta_K \omega_S} \frac{r(\lambda, T_n) \Delta \lambda}{r(\lambda, T_c) \Delta \lambda}. \quad (9)$$

Введем обозначения $n = \omega_{\text{изл}} / (\omega_S \eta_K)$. Учитывая, что $\alpha_{\lambda \text{эф}} = \epsilon_{\lambda \text{эф}}$, определим

$$\eta_{\lambda \Delta \lambda} = \alpha_{\lambda \text{эф}} (\alpha_{\lambda \text{эф}})^{-1} \left(1 - n \frac{r(\lambda, T_n) \Delta \lambda}{r(\lambda, T_c) \Delta \lambda} \right). \quad (10)$$

Можно отметить, что n характеризует отношение энергетической светимости Солнца к облученности на поверхности ЛП. Из (10), получаем выражение для полного КПД ЛП во всем спектральном диапазоне излучения ($\lambda = 0 \div \infty$)

$$\eta_{\text{ЛП}} = \int_{\lambda_n=0}^{\lambda_g=\infty} \alpha_{\lambda \text{эф}} (\alpha_{\lambda \text{эф}})^{-1} \left[\frac{r(\lambda, T_c)}{\sigma T_c^4} - n \left(\frac{T_n}{T_c} \right)^4 \frac{r(\lambda, T_n)}{\sigma T_n^4} \right] d\lambda. \quad (11)$$

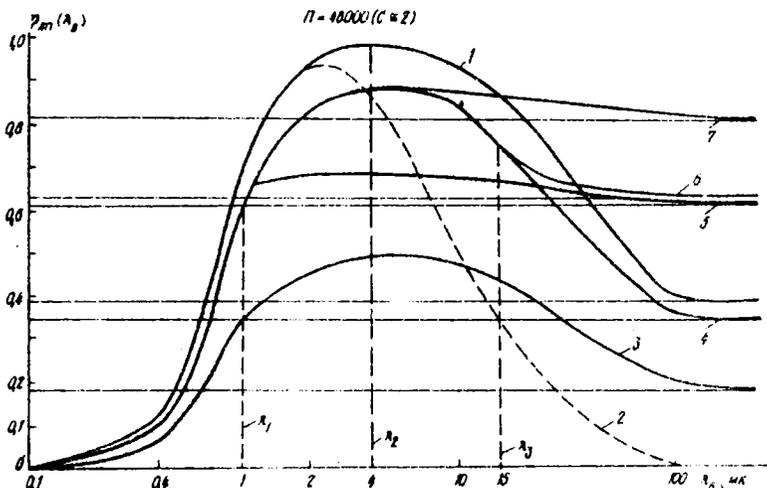


Рис.1. Зависимость КПД приемника лучистой энергии от верхнего предела интегрирования: 1 - при $T_{\Pi} = 350$ К; 2 - при $T_{\Pi} = 400$ К; 3,4 - при $T_{\Pi} = 350$ К и $\alpha_{\lambda} = 0,5$ и $0,9$ соответственно (серые тела); 5-7 при $\lambda_{B, \text{пор}} = 1$ мкм и 4 мкм и 15 мкм соответственно.

Таким образом, для максимума КПД ЛП полостного типа имеет место системы уравнений:

$$\partial \eta_{\text{ЛП}} / \partial \lambda_B = 0; \quad (12)$$

$$\partial \eta_{\text{ЛП}} / \partial \theta = 0. \quad (13)$$

При этом первая часть включает две функции: одна зависит только от θ ($f(\theta) \approx \alpha_{\lambda} / [\theta + \alpha_{\lambda}(1-\theta)]$), а вторая - только от λ_B или $\eta_{\text{ЛП}} = f(\theta) f(\lambda_B)$.

Рассмотрим поведение функции $\eta_{\text{ЛП}}$ для заданных значений λ , T_{Π} , T_{λ} , α_{λ} и $\theta(\theta=1)$ при изменении верхнего предела интегрирования λ_B (II) от 0 до ∞ . При этом, как следует из (II), при $\alpha_{\lambda} = 1$ во всем диапазоне λ_B имеем основные кривые, характеризующие $\eta_{\text{ЛП}}$ (например, (рис. 1, кривые 1, 2) при T_{λ} равной соответственно 350 и 400 К), из которых простым перестроением можно получить кривые $\eta_{\text{ЛП}}$ для всех возможных распределений спектральных характеристик для длины волн.

Так, кривые 3 и 4 (рис.1) при $T_{\Pi} = 350$ К и $\alpha_{\lambda} = 0,5$ и $0,9$ (серые тела). Там же приведены значения КПД селективных поверхностей - при $T_{\Pi} = 350$ К, кривые 5, 6, 7, соответственно при $\lambda_B \leq \lambda_2$, $\alpha_{\lambda} = 0,9$ и при $\lambda_B > \lambda_2$, $\alpha_{\lambda} = 0,1$ с $\lambda_{B, \text{пор}} = 1$ (кр5), 4 мкм (7) и 15 мкм (6).

Как видно из рис.1, представленные кривые КПД имеют максимумы при постоянных λ и ξ , зависящие от T_{Π} , т.е. существует некоторая длина волны $\lambda_{B\text{opt}}$, при которой имеем максимальный КПД. Рассмотренный выше случай только представленные, так как, очевидно, λ_B всегда равно ∞ , но, как видно из (11), для обеспечения требуемого максимального значения КПД можно варьировать (влиять) спектральными радиационными характеристиками. Например, если обеспечить для α_{λ} значение 0 при $\lambda_B > \lambda_{B\text{opt}}$, очевидно, получим максимальный КПД.

Для определения величины $\lambda_{B\text{opt}}$, которая, как видно, не зависит от распределения $\alpha_{\lambda\text{exp}}$, а задает требования к ее необходимому распределению и, как покажем далее, определяет возможные величины ξ и ϵ_T , рассмотрим члены в скобках правой части (11).

Очевидно, они характеризуют потоки падающего и собственного излучения. При этом приращение КПД ЛП - $\Delta\eta_{\text{ЛП}}$ в $\Delta\lambda_B$ равно

$$\Delta\eta_{\text{ЛП}} = \left[r(\lambda, T_c) / \pi - r(\lambda, T_n) \right] \Delta\lambda / \sigma T_c^4 \quad (14)$$

или

$$\Delta\eta_{\text{ЛП}} = (\Delta S_{11} - \Delta S_{12}) / \sigma T_c^4 \quad (15)$$

И это приращение положительно до точки С (рис. 1, точки пересечения кривых 1 и 2); за точкой С, где $\lambda_B > \lambda_C$, $\Delta S_{11} < \Delta S_{12}$, т.е. КПД начинает уменьшаться. Указанное и отражает наличие максимума кривых (см.рис.1). При этом для $\lambda_{B\text{opt}}$

$$r(\lambda_{B\text{opt}}, T_c) / \pi = r(\lambda_{B\text{opt}}, T_n) \quad (16)$$

Уравнение (16) получено для модели идеальной селективной поверхности (ИСП).

Таким образом, для модели реальной селективной поверхности (РСП)

$$\alpha_{\lambda} = \max \quad \text{при} \quad \lambda_B \leq \lambda_{B\text{opt}};$$

$$\alpha_{\lambda} = \min \quad \text{при} \quad \lambda_B > \lambda_{B\text{opt}} \quad (17)$$

На основе полученных выражений рассмотрим вопрос определения ξ и ϵ_T .

Для оптимальной модели РСП (17) введем обозначения:

$$\alpha_1 = \alpha_{\lambda\text{max}}, \quad \alpha_2 = \alpha_{\lambda\text{min}}.$$

При этом также можем выделить величины

$$\epsilon_{T1} = \int_0^{\lambda_{B\text{opt}}} r(\lambda, T_c) d\lambda / \sigma T_c^4, \quad \epsilon_{T2} = \int_{\lambda_{B\text{opt}}}^{\infty} r(\lambda, T_c) d\lambda / \sigma T_c^4; \quad (18)$$

$$\epsilon_{T1}' = \int_0^{\lambda_{B\text{opt}}} r(\lambda, T_n) d\lambda / \sigma T_n^4, \quad \epsilon_{T2}' = \int_{\lambda_{B\text{opt}}}^{\infty} r(\lambda, T_n) d\lambda / \sigma T_n^4, \quad (19)$$

где ϵ_{T1} , ϵ_{T2} , ϵ_{T1}' , ϵ_{T2}' - характеризуют соответственно долю черного излучения при $T = T_c$ и $T = T_n$.

Для КИД "серого" тела, записываемого в виде

$$q_{\text{ИД}} = a_0 - \epsilon_T \cdot n \left(T_n / T_c \right)^4 \quad (20)$$

и, учитывая очевидные равенства

$$a_{S1} + a_{S2} = 1, \quad \epsilon_{T1} + \epsilon_{T2} = 1,$$

получаем

$$a_0 = a_1 a_{S1} + a_2 (1 - a_{S1}), \quad \epsilon_T = a_1 \epsilon_{T1} + a_2 (1 - \epsilon_{T1}) \quad (21)$$

Как видно из рис.2, характер кривых a_{S1} , ϵ_T существенно различается: при $\lambda_{B \text{ опт}} = \text{const}$ a_0 и ϵ_T стремятся к a_1 , при $\lambda_{B \text{ опт}} = \text{var}$, a_0 и $\epsilon_T \rightarrow a_2$.

Существенно различны и величины η_c . Так, если в первом случае η_c монотонно стремится к 1, то во втором η_c имеет максимум, зависящий, при прочих равных условиях, от величин a_1 и a_2 . Из рис.1 следует, что уменьшение $\eta_{\text{ИД}}$ при $\lambda_{B \text{ опт}} = \text{const}$ с увеличением температуры будет происходить быстрее, чем при $\lambda_{B \text{ опт}} = \text{var}$.

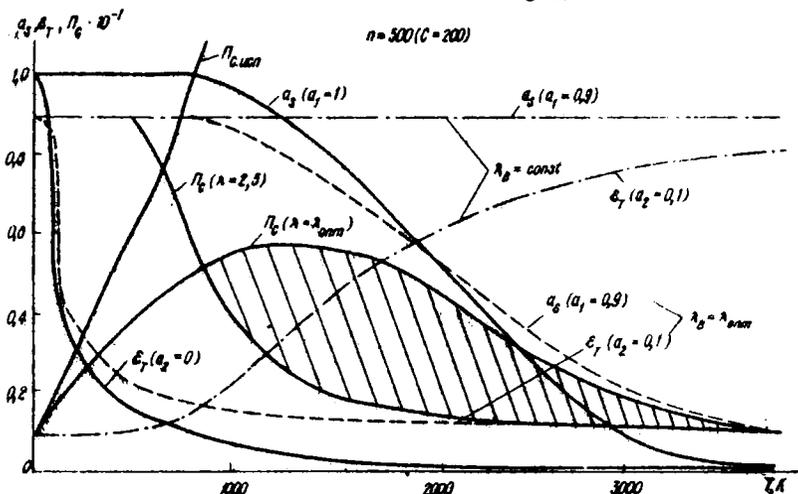


Рис.2. Сравнительные величины радиационных характеристик моделей селективных поверхностей;

n - отношение энергетической светимости Солнца к облученности на поверхности ИД; C - кратность концентрации солнечного излучения.

Выражение (19), с учетом (20), можно представить в виде

$$q_{\text{ИД}} = \eta_{\text{ИД}} (a_1 - a_2) + \eta_{\text{ИД}} a_2, \quad (22)$$

где

$$\eta_{\text{ИД}} = a_{S1} - \epsilon_{T1} \cdot n \left(T_n / T_c \right)^4, \quad \eta_{\text{ИД}} = 1 - n \left(T_n / T_c \right)^4. \quad (23)$$

Здесь $\eta_{исп}$, $\eta_{ачт}$ - КПД ЛП ИСП и АЧТ, т.е. КПД реальной селективной поверхности можно представить в виде комбинации двух идеализированных моделей - ИСП и АЧТ.

Для заданных условий работы ЛП (π , Γ_n), на основе выражений (21), может быть проведена предварительная оценка желаемых радиационных характеристик (α_s , ϵ_s , $\lambda_{в.опт}$) реальных селективных поверхностей, обеспечивающих наилучшее использование свойств селективного лучепоглощения и, следовательно, оптимальных значений α_s и ϵ_s .

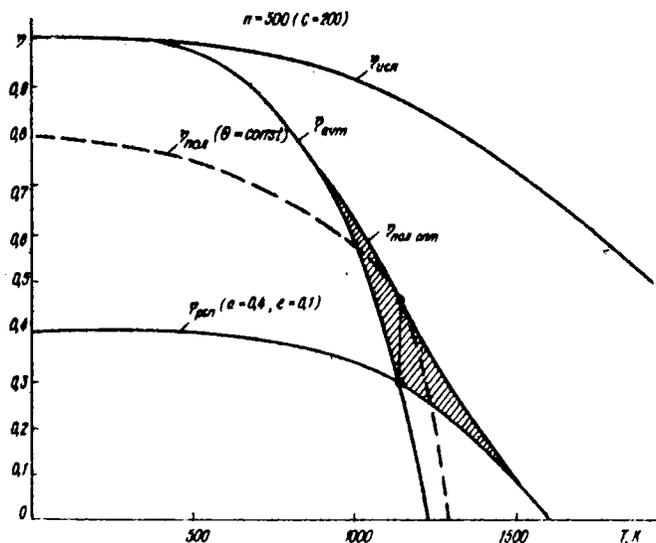


Рис.3. Зависимость КПД приемника лучистой энергии от температуры нагрева приемника:
 π - отношение энергетической светимости Солнца к облученности на поверхности ЛП; C - кратность концентрации солнечного излучения.

Рассмотрим теперь вопрос об оптимальной глубине полости θ . Отметим, что, как следует из (11), для полости с селективными оверствами, $\lambda_{в.опт}$ имеет то же значение, что и для плоской ЛП.

В общем случае для производной $\eta_{ЛП}$ от θ

$$\frac{\partial \eta_{ЛП}}{\partial \theta} = \sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i (\alpha_i - 1) [a_{si} - \epsilon_{Ti}]^n (T_n / T_c)^4}{[\theta + \alpha_i (1 - \theta)]^2} = 0, \quad (24)$$

где N - число разбиений кривой распределения $\alpha_\lambda(\lambda)$ на участки с постоянными α_λ .

При непрерывном спектре излучения практический интерес для энергетических ЛП представляет случай $N = 2$, при $N = 2$ получим

$$\vartheta_{opt} = \frac{a_1 \sqrt{b a_2 (1-a_1)} - a_2 \sqrt{a_1 (1-a_1)}}{(1-a_2) \sqrt{a_1 (1-a_1)} - (1-a_1) \sqrt{b a_2 (1-a_2)}}, \quad (25)$$

где

$$b = 1 - \varrho_{avr} / \varrho_{ucn}. \quad (26)$$

На основе полученных выражений исследованы КПД полостного приемника с "оптимальной" глубиной ϑ и ϑ_{opt} для различных n , a_1 , a_2 от температуры T_{Π} .

На рис.3 приведены графики для случая $n = 500$, что соответствует 200-кратной концентрации солнечного излучения. Там же для сравнения приведены КПД плоской РСП (ϱ_{ucn}) с оптимальной a_2 , оптимальной ИСП и черного тела.

Следовательно, существует область температур, в которых использование свойств селективного лучепоглощения нецелесообразно.

Равновесная температура оптимальной подости РСП равна равновесной температуре плоской РСП, однако, $\varrho_{пол} > \varrho_{пл}$ во всех случаях.

С ростом n требования к увеличению селективных свойств снижаются, уже при $a_1 = 0,9$ и $a_2 = 0,1$ для $n = 10$ характеристики КПД РСП существенно близки к КПД ИСП вплоть до $T_{\Pi} = 4000$ К.

1. Даффи Дж., Бекман У.А. Тепловые процессы с использованием солнечной энергии. - М.: Мир, 1977. - 420 с.

2. Га-Синь-Ши. Применение поверхностей с селективными радиационными характеристиками для гелиоустановок. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. - М., 1961. - 49 с.

3. Закидов Р.А., Абдурахманов А., Клычев Ш.И. Оптимальные геометрические параметры полостных гелиоприемников с селективными свойствами лучепоглощения, - Гелиотехника, 1979, № 1, с.18-20.

Р.А.Захидов, А.Исманжанов, Л.А.Дубровский
 Центральное проектно-конструкторское и технологическое бюро
 научного приборостроения АН УзССР, Ташкент

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ НА ОТРАЖАТЕЛЬНУЮ СПОСОБНОСТЬ ЗЕРКАЛ

В последние годы создаются все более мощные источники высокотемпературного излучения (ИВИ) для различных теплофизических исследований. Эффективность работы таких ИВИ можно повысить концентрацией потока излучения на исследуемую поверхность с помощью отражателей. Одна из важнейших проблем, возникающих при создании и эксплуатации таких отражателей-концентраторов, стойкость их отражающих компонентов и защитных покрытий, подслоев и подложек к воздействию мощных потоков излучения, и, следовательно, больших температур. Такие зеркала могут успешно применяться и в качестве вторичных отражателей мощных солнечных печей.

Испытания напыленных в вакууме алюминиевых зеркал на стеклянных подложках с лицевым и тыльным отражением показали, что они не выдерживают потоков излучения свыше 60 Вт/см^2 - растрескивается подложка и появляется множество дефектов (просветы) в отражающей пленке. При больших плотностях потока подложка должна быть металлической.

Для этого нами исследованы алюминиевые зеркала, нанесенные на полированные подложки в виде диска диаметром 30 мм и толщиной 3 мм из меди, латуни, нержавеющей стали X18H10T и никеля. Часть зеркал имела подслои из электрохимически нанесенного хрома толщиной $\sim 20 \text{ мкм}$. Для придания зеркальности (при исключении процессов полировки) на часть неполированных подложек в качестве подслоев наносились термостойкий кремний органический лак МСН-7(5) и эпоксидный лак Э-4100 толщиной $\sim 20 \text{ мкм}$. В качестве защитных покрытий использовали пленки SiO_x , полученные испарением в вакууме, и лак МСН-7(5). Технология изготовления образцов зеркал и измерения их оптических характеристик описаны в [1].

Эксперименты по исследованию влияния излучения на коэффициенты зеркального (R_z), диффузного (R_d) и интегрального (R_{Σ}) отражения зеркал проводились на радиационной установке "Уран-1". Для охлаждения образцы зеркал припаивались к калориметрам. Температура зеркал измерялась с помощью термопар, вчekanенных в середину боковой стороны подложек.

Эксперименты показали, что уменьшение R_z и R_{Σ} зеркал (кроме защищенных пленками МСН-7(5) определяется главным образом температурой,

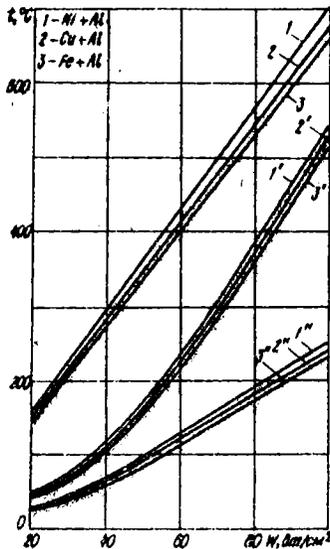


Рис.1. Температуры образцов зеркал при облучении.

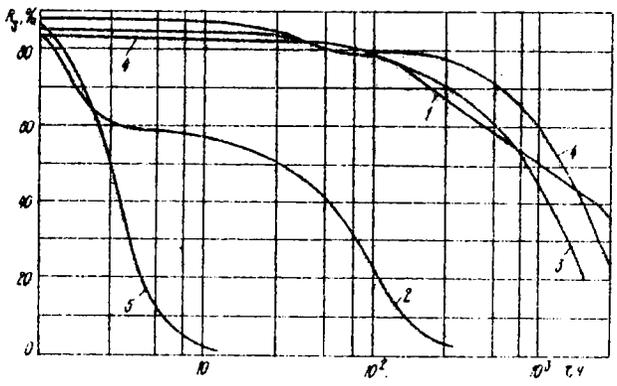


Рис.2. Изменение коэффициента отражения зеркал при испытании:

- 1 - $Cu + 9 - 4100 + Al$ ($75^{\circ}C$);
- 2 - $Cu + 3 - 4100 + Al$ ($200^{\circ}C$);
- 3 - латунь + Al ($250^{\circ}C$);
- 4 - $Cu + Al$ ($250^{\circ}C$);
- 5 - $Cu + Al$ ($450^{\circ}C$).

который устанавливается при облучении. В опытах без охлаждения начальная плотность падающего потока составляла 20 Вт/см^2 , затем увеличивалась ступенями по 10 Вт/см^2 до 100 Вт/см^2 . С увеличением плотности потока повышается и температура зеркал вплоть до "критической", при которой зеркало темнеет, разрушается отражающая пленка, а при плотности потока более 100 Вт/см^2 алюминиевый слой оплавляется. При потемнении резко возрастает поглощательная способность поверхности и образцы при том же потоке облучения нагреваются до $350-900^{\circ}C$. Температура образцов, защищенных пленками S/O_x , практически не отличается от температуры незащищенных образцов.

На рис. 1 приведены рассчитанные по [2] зависимости температур на поверхности зеркал (кривые 1-3) от плотности падающего потока и измерения с помощью термпар (кривые 1'-3') в середине подложек (охлаждение отсутствует). Водяное охлаждение зеркал позволяет значительно снизить их равновесную температуру и таким образом увеличить их сроки службы (рис. 1, кривые 1''-3''). В качестве срока службы зеркал взято время, за которое во время испытаний коэффициент зеркального отражения R_z при $\lambda = 0,5$ мкм уменьшается на 20% от первоначального значения.

Испытания показали, что наименее термостойкими оказываются зеркала с подслоями из лака 3-4100. Независимо от наличия защитных пленок и расхода охлаждающей воды при облучении потоком плотностью 60 Вт/см^2 и более (температура при этом приблизительно $100-120^\circ \text{C}$) уменьшается R_z , R_T и растет R_g (рис. 2). Значения R_z приводятся для $\lambda = 0,5$ мкм. Микрофотоснимки показали, что это является результатом термической деструкции подслоя и нарушения зеркальности поверхности.

Зеркала на латунных подложках не изменяют своего R_z при таких плотностях облучения, при которых их температура не превышает $\sim 200^\circ \text{C}$. При 250°C начинает заметно уменьшаться R_g (см. рис. 2).

Зеркала вида $Cu + Al$ выдерживают температуру $\sim 300^\circ \text{C}$ без изменения R_z и R_T в течение длительного времени. При 400°C у них значительно падает R_z (на 20%), на алюминиевой пленке появляются дефекты в виде пузырьков и бугорков размерами 8-10 мкм (рис. 2). С увеличением температуры зеркал ($400, 450^\circ \text{C}$) их размеры увеличиваются, резко падает R_z . Облучение, при котором температура зеркал поднимается до 500°C , в течение 15-20 мин полностью разрушает зеркало. При этом идет интенсивное окисление меди под алюминиевой пленкой. По мере утолщения окисной пленки она отслаивается от подложки вместе с алюминиевой пленкой.

Предварительное хромирование медной подложки, а также защита пленкой SiO_2 несколько улучшает стойкость этих зеркал. Они выдерживают температуру 400°C . При 500°C , как и в предыдущих случаях, зеркала разрушаются.

Более термостойкими оказались зеркала на стальной подложке, которые без существенного изменения R_z длительное время выдерживают температуру 400°C . При 500°C в первые же часы испытаний разрушается алюминиевый слой с резким уменьшением R_z . Предварительно хромированные подложки и защита зеркал пленками SiO_2 отодвигает температурную границу стойкости зеркал: они выдерживают прогрев при 450°C без существенного изменения R_z и разрушаются при 550°C (рис. 3).

Наиболее термостойкими оказались зеркала на никелевых подложках. Заметное уменьшение R_z у этих зеркал начинается при 500°C , появляются дефекты в виде пузырьков. При этом несколько увеличивается R_d . Резкое ухудшение свойств происходит при 550°C (см. рис. 3).

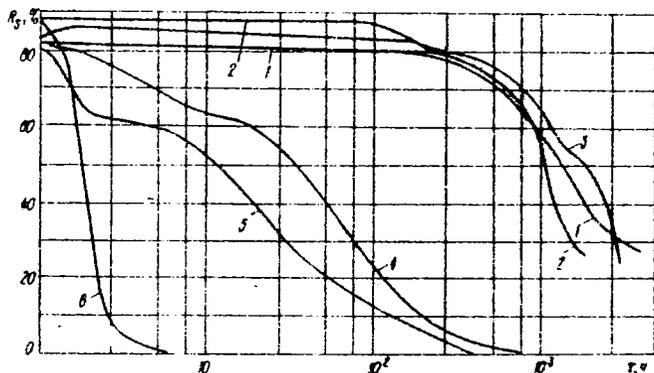


Рис.3. Изменение коэффициента отражения зеркал при испытаниях:
 1 — Ni + Al (400°C); 2 — Fe + Al (350°C);
 3 — Fe + Al + SiO_2 (350°C); 4 — Ni + Al (550°C);
 5 — Fe + Al (500°C); 6 — Fe + Al + МСН-7(5), 100 Вт/см^2 .

Падение R_z при коротких волнах ($0,25\text{ мкм}$) более заметно, чем при длинных ($1,1\text{ мкм}$).

Изменение R_z зеркал, отражающее покрытие которых защищено пленкой лака МСН-7(5), как показало изучение светопропускания пленки определяется ее прозрачностью. Алюминиевая пленка существенно не изменяется.

Прозрачность лака МСН-7(5) в процессе облучения в коротковолновой области спектра сначала несколько увеличивается, а затем уменьшается во всей спектральной области и больше всего в коротковолновой. Такая закономерность характерна и для изменений R_z зеркал, защищенных этой пленкой (см. рис. 3).

Таким образом, применение эпоксидного лака Э-4100 в качестве подслоя для увеличения зеркальности подложки для зеркал, работающих при высоких температурах (выше 75°C), нецелесообразно.

В качестве подслоя можно применить лак МСН-7(5), но при этом его температура не должна превышать $250 - 280^\circ\text{C}$ (подложка должна быть охлаждаемой). В качестве защитной пленки его применять нецелесообразно.

Пределными рабочими температурами для зеркал можно считать (в скобках приведены сроки службы зеркал при этих температурах):
 $Cu + Al - 250^{\circ}C$ (920 ч), $Cu + Cr + Al - 300^{\circ}C$ (730 ч), $Cu + Al + SiO_2 - 300^{\circ}C$ (460 ч), $Cu + Cr + Al + SiO_2 - 350^{\circ}C$ (780 ч), латунь + $Al - 250^{\circ}C$ (430 ч), латунь + $Cr + Al - 250^{\circ}C$ (790 ч), латунь + $Al + SiO_2 - 250^{\circ}C$ (590 ч), латунь + $Cr + Al + SiO_2 - 275^{\circ}C$ (920 ч), $Fe + Al - 350^{\circ}C$ (610 ч), $Fe + Al + SiO_2 - 350^{\circ}C$ (670 ч), $Fe + Cr + Al - 400^{\circ}C$ (620 ч), $Fe + Cr + Al + SiO_2 - 400^{\circ}C$ (840 ч), $Ni + Al - 400^{\circ}C$ (710 ч), $Ni + Al + SiO_2 - 400^{\circ}C$ (890 ч).

1. Иомаяданов А., Альтман Ц.М., Дубровский Л.А. и др. Исследование стойкости алмазных зеркал на металлических подложках к термическому и лучевому воздействию. - Гелиотехника, 1978, № 6, с.47-52.
 2. Грыгорьев В.А., Никитин В.А., Шибанов В.В. Таблицы для расчета стационарных температур плоских тел при нагреве излучением. - М.: Наука, 1971. - 708 с.

УДК 536.3

В.В.Левданский, В.Г.Лейцина, Н.В.Павликевич
 Институт тепло- и массообмена им.А.В.Лыкова АН БССР, Минск

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ,
 ПОГЛОЩЕННОЙ В МОДЕЛЬНОМ ПОРИСТОМ ТЕЛЕ С ЗАПОЛНИТЕЛЕМ

Многие технологические процессы основаны на воздействии потоков излучения на пористые тела (тепловая защита, радиационная сушка пористых тел, лазерная обработка материалов и др.) [1 - 3]. При этом возникает вопрос о распределении поглощенной энергии излучения по глубине пористого тела, которое определяет процесс тепло- и массообмена в теле. Это распределение подчиняется экспоненциальному закону Бугера [4]. Распространенным является воздействие тепловых потоков на пористые тела с испаряющимся наполнителем, которые моделируются системой параллельных капилляров с движущейся границей испарения внутри тела.

В связи с этим в настоящей работе решается задача о поглощении лучистой энергии в отдельном цилиндрическом канале длиной L и радиусом r , при этом боковая поверхность имеет степень черноты ϵ , а наполнитель - ϵ_1 . Рассмотрены два вида источника излучения: направленный и диффузный потоки.

Введя безразмерную координату $x = \frac{x}{L}$, отсчитываемую от входа в канал, опишем процесс распространения излучения следующим интегральным уравнением для плотности потока излучения J , выходящего с боковой поверхности канала [5]:

$$J(x) = \epsilon \epsilon_1^4(x) \cdot (1 - \epsilon) \left[\int_0^1 J(\xi) K_1(|x - \xi|) d\xi + J_0 K_1(1-x) + j_0 K_1(x) \right], \quad (1)$$

где σ - постоянная Стефана, j_0 и j_1 - соответственно плотности излучения на входе в канал ($x = 0$) и на поверхности заполнителя, а функции, характеризующие вероятность попадания излучения с одного элемента поверхности на другой, определяются в виде [5, 6]:

$$K(x) = \frac{\varepsilon^2 x^2 + 2}{2(\varepsilon^2 x^2 + 4)^{1/2}} - \frac{\varepsilon}{2} x, \quad K_1(x) = -\frac{dK(x)}{dx} \quad (l = \frac{h}{r}).$$

Первое слагаемое в правой части уравнения (1) соответствует плотности потока излучения боковой поверхности, интегральный член в квадратных скобках - потоку, падающему на единицу площади боковой поверхности с остальной части поверхности, два следующих слагаемых в скобках описывают излучение, падающее на единицу площади боковой поверхности соответственно с поверхности заполнителя и со входа. При этом для диффузного источника $K'(x) = K(x)$, а для направленного $K'(x) = 0$.

Плотность излучения с поверхности заполнителя определяется выражением

$$j_1 = \varepsilon_1 \sigma T_1^4 + 2l(t - \varepsilon_1) \int_0^1 j(x) K(t-x) dx + (t - \varepsilon_1) j_0 K_2(t). \quad (2)$$

Здесь T_1 - температура поверхности заполнителя, второе и третье слагаемые описывают излучение, попавшее на единицу площади поверхности заполнителя соответственно с боковой поверхности и со входа и отраженное им. При этом для диффузного источника

$$\frac{dK_2(x)}{dx} = -2lK(x),$$

а для направленного $K_2(x) = 1$.

Для приближенного аналитического решения уравнения (1) используем метод, применяемый как при анализе переноса излучения в канале, так и при исследовании свободномолекулярного течения газов [6, 7], т.е. воспользуемся экспоненциальной аппроксимацией функций $K(x)$, $K_1(x)$, $K_2(x)$, согласно которой

$$K(x) = \frac{1}{2} \exp\{-2lx\}.$$

Полагаем, что температура вдоль боковой поверхности канала распределена следующим образом:

$$T = T_0 \exp\{\alpha x\}, \quad (3)$$

где T_0 - температура на входе.

При $|\alpha| \ll 1$ (3) можно приближенно заменить линейным распределением, однако, зависимость вида (3) позволяет использовать для решения уравнения (1) упомянутый выше аналитический метод решения.

Представим плотность излучения в безразмерном виде, относя ее к плотности собственного теплового излучения поверхности при температуре T_0 (σT_0^4). После подстановки (2) в (1), при учете (3), получаем интегральное уравнение

$$j(x) = \varepsilon \exp\{4\alpha x\} + (1-\varepsilon) \left\{ \frac{1}{2} \int_0^1 j(\xi) \exp\{-\varepsilon |x-\xi|\} d\xi + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \exp\{-\varepsilon(1-x)\} \left[\varepsilon \exp\{4\alpha\} + (1-\varepsilon) \left(\varepsilon \int_0^1 j(\xi) \exp\{-\varepsilon(1-\xi)\} d\xi + j_0 K_2(1) \right) + j_0 K'(x) \right] \right\}. \quad (4)$$

Дважды дифференцируя (4) и комбинируя результат с исходным уравнением (4), приходим к следующему дифференциальному уравнению, справедливному для источников обоих типов:

$$\frac{d^2 j}{dx^2} - \varepsilon l^2 j = \varepsilon (16\alpha^2 - l^2) \exp\{4\alpha x\}.$$

Его решение имеет вид

$$j = a_1 \exp\{\sqrt{\varepsilon} lx\} + a_2 \exp\{-\sqrt{\varepsilon} lx\} + \frac{\varepsilon (16\alpha^2 - l^2)}{16\alpha^2 - \varepsilon l^2} \exp\{4\alpha x\}. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4) и приравнивая коэффициенты при $\exp\{lx\}$ и $\exp\{-lx\}$, получаем систему линейных алгебраических уравнений для коэффициентов a_1 и a_2 , которая в случае диффузного источника имеет вид

$$\frac{a_1}{1 + \sqrt{\varepsilon}} + \frac{a_2}{1 - \sqrt{\varepsilon}} = - \frac{\varepsilon l (16\alpha^2 - l^2)}{(16\alpha^2 - \varepsilon l^2)(4\alpha + l)} + j_0, \\ a_1 \exp\{\sqrt{\varepsilon} l\} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon} - 1} + \frac{1 - \varepsilon_1}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \right) + a_2 \exp\{-\sqrt{\varepsilon} l\} \left(-\frac{1}{1 + \sqrt{\varepsilon}} + \frac{1 - \varepsilon_1}{1 - \sqrt{\varepsilon}} \right) = \\ = - \exp\{4\alpha\} \left\{ \varepsilon + \frac{\varepsilon l [8\alpha - \varepsilon_1 (4\alpha - 1)]}{16\alpha^2 - \varepsilon l^2} \right\}. \quad (6)$$

Плотность потока излучения, поступающего в заполнитель, определяется следующим образом:

$$J = \epsilon_1 \left[j_0 K_2(1) + 2l \int_0^1 j(\xi) K(1-\xi) d\xi - \exp\{\tau \alpha\} \right], \quad (7)$$

где учтено излучение, поступившее в заполнитель со входа, с боковой поверхности канала и тепловое излучение заполнителя. Для диффузного источника

$$J = \epsilon_1 \left\{ \frac{a_1}{1 + \sqrt{\epsilon}} \exp\{\sqrt{\epsilon} l\} + \frac{a_2}{1 - \sqrt{\epsilon}} \exp\{-\sqrt{\epsilon} l\} + \exp\{\tau \alpha\} \right\} \times \left[\frac{\epsilon l (16 \alpha^2 - l^2)}{(16 \alpha^2 - \epsilon l^2) (\tau \alpha + l)} - 1 \right]. \quad (8)$$

Плотность излучения, поступающего на боковую поверхность, находим из выражения

$$I(x) = \epsilon \left[\int_0^1 j(\xi) K_1(|x-\xi|) d\xi + j_0 K(x) + j_1 K(1-x) - \exp\{\tau \alpha x\} \right].$$

Для диффузного источника

$$I(x) = \epsilon \left[\frac{a_1}{1 - \epsilon} \exp\{\sqrt{\epsilon} l x\} + \frac{a_2}{1 - \epsilon} \exp\{-\sqrt{\epsilon} l x\} - \frac{16 \alpha^2}{16 \alpha^2 - \epsilon l^2} \exp\{\tau \alpha x\} \right]. \quad (9)$$

При параллельном потоке лучей система уравнений для определения j_1 и a_2 отличается от (6) видом свободных членов. При этом выражение для J , полученное из (7), несколько отличается от (8), а для $I(x)$ по-прежнему справедливо (9) (однако следует помнить, что значения коэффициентов a_1 и a_2 для двух упомянутых выше источников разные).

Излучение, поглощенное частью боковой поверхности канала от входа ($x=0$) до некоторого расстояния x , охарактеризуем следующей безразмерной величиной:

$$\kappa(x) = \frac{2\pi r \int_0^x I(x') dx'}{\pi r^2} = 2l \int_0^x I(\xi) d\xi. \quad (10)$$

Все поглощенное внутренней поверхностью канала излучение определяется суммой $\kappa(x) + J$.

Приведем некоторые результаты решения задачи.

Большие потоки ($j_0 \gg 1$). Распределение энергии излучения $I(x)$, поглощенной боковой поверхностью канала, существенно зависит от l и соотношения величин ε и ε_7 . Для диффузного источника при малых l ($l \sim 1$) характерная область изменения $I(x)$ практически совпадает с полным интервалом $[0, 1]$, тогда как для больших l ($l \gg 10$) она достаточно быстро убывает с ростом x от своего максимального значения на входе в канал ($x = 0$) и практически определяется значением ε . Поэтому при больших l тепловой источник для пористого тела, рассчитываемый с помощью $I(x)$, можно рассматривать как поверхностный. Поскольку при больших потоках неизотермичность "сухой" зоны пористого тела практически не влияет на $I(x)$, можно заранее получить аналитическое выражение для внутреннего источника тепла и использовать его при решении задачи о теплообмене в модельном пористом теле с движущейся границей испарения.

Т а б л и ц а 1. Зависимость величин $J/j_0, \pi(t)/j_0$ от $l, \varepsilon, \varepsilon_7$ для диффузного потока $j_0 = 100$

	$\varepsilon = 0,2$	$\varepsilon_7 = 0,8$	$\alpha = 0$	$\varepsilon = 0,8$	$\varepsilon_7 = 0,2$	$\alpha = 0$
l	10	5	1	10	5	1
$\pi(t)/j_0$	0,60	0,54	0,20	0,93	0,93	0,72
J/j_0	0,01	0,08	0,48	0	0	0,08
$\frac{J + \pi(t)}{j_0}$	0,61	0,62	0,68	0,93	0,93	0,80

Т а б л и ц а 2. Зависимость величин $J/j_0, \pi(t)/j_0$ от $l, \varepsilon, \varepsilon_7$ для диффузного потока $j_0 = 1$

	$\varepsilon = 0,2$	$\varepsilon_7 = 0,8$	$\alpha = -0,5$	$\varepsilon = 0,8$	$\varepsilon_7 = 0,2$	$\alpha = -0,5$
l	10	5	1	10	5	1
$\pi(t)/j_0$	0,14	0,15	0,07	0,16	0,27	0,36
J/j_0	0,05	0,14	0,46	0,01	0,02	0,10
$\frac{J + \pi(t)}{j_0}$	0,19	0,29	0,53	0,17	0,29	0,46

В табл. 1 и 2 приведены значения потоков излучения, поступающего в заполнитель (J/j_0) и поглощенного всей боковой поверхностью канала ($\pi(t)/j_0$), а также их сумма (остальная часть излучения из-за отражения выходит из канала). Для коротких каналов при $\varepsilon_7 > \varepsilon$ большая часть излучения поглощается не боковой поверхностью, а заполнителем и значительная доля поглощенной энергии затрачивается на его испарение.

Для направленного излучения функция $I(x)$ в отличие от предыдущего случая имеет максимальное значение на поверхности заполнителя ($x = 1$). При этом значительная часть излучения поглощается дном и боковой поверхностью канала.

Малые потоки ($j_0 \leq 1$). При малых или нулевом (аэродинамический нагрев пористого тела) значениях потоков внешнего излучения характерным является различие результатов для изотермического и неизо­термического случаев. Так, для диффузного потока при $j_0 = 1$ в изотермическом случае наблюдается тепловое равновесие в канале, т.е. $\kappa = 0$, а в не­изо­термическом — результирующее излучение или поглощение вдоль кана­ла, при этом для коротких каналов при $\epsilon_1 > \epsilon$ большая часть погло­щенной энергии приходится на поверхность заполнителя.

1. Полежаев Ю.В., Древич Ф.Б. Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976. — 392 с.
2. Ильясов С.Г., Красников В.В. Методы расчета переноса энергии излучения и тепломассопереноса в кагглярно-пористых телах при ИК-облучении. — Тепломассообмен — УИ. — Минск: Изд. ИИМО АН БССР, 1980, с. 78–85.
3. Углов А.А., Гребенников В.А. О воздействии лазерного излучения на пористые материалы. — Физика и химия обработки материалов, 1980, № 5, с.144–145.
4. Елисеев В.Н., Суржиков С.Т. Нестационарное температурное поле полупрозрачной пористой пластины. — Тр. МВТУ, 1976, № 205, с.59–63.
5. Сперроу Э.М., Сесс Р.Д. Теплообмен излучением. — Л.: Энергия, 1971. — 294 с.
6. Ивановский А.И. Некоторые вопросы взаимодействия измерительной полости с потоком разреженного газа. — Тр. центр. аэрологической обсерватории, 1964, вып.56, с.49–96.
7. Павлович Н.В., Горелик Г.Е., Левданский В.В. и др. Физическая кинетика и процессы переноса при фазовых превращениях. — Минск: Наука и техника, 1980. — 208 с.

УДК 536.241

В.Г.Горобец

Институт технической теплофизики АН УССР, Киев

ВЛИЯНИЕ ПОКРЫТИЙ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАДИАТОРА В ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СРЕДЕ

При проектировании радиаторов, применяемых в средах с источниками излучения, в частности использующих энергию Солнца, возникает необходимость обеспечения максимального теплосъема с единицы веса радиатора. Одним из способов увеличения теплосъема является применение развитых поверхностей теплообмена. Так как высокотеплопроводные материалы, из которых изготовлены развитые (ребристые) поверхности теплообмена, обладают низким коэффициентом излучения, то возникает необходимость покрывать их поверхность слоем материала с большим коэффициентом излу-

чения. От правильного выбора материала покрытия, его толщины и профиля поверхности зависит эффективность и надежность работы радиаторов исследуемого типа.

Рассматривается радиатор с продольными ребрами прямоугольного профиля с покрытием, профиль поверхности которого описывается функцией $\delta_r(x)$. При постановке задачи сделаны следующие предположения:

- 1) ребра являются термически тонкими телами, что предполагает равномерность температуры по высоте ребра;
- 2) теплофизические свойства материалов ребер и покрытий не зависят от температуры;
- 3) теплоотдача от ребер среде происходит излучением и конвекцией;
- 4) температурный градиент в покрытии вдоль ребра пренебрежимо мал по сравнению с градиентом температуры в направлении нормальном к поверхности ребра.

Исходя из принятых предположений можно записать следующую систему уравнений, описывающих теплопередачу в одиночном ребре с покрытием [2]:

$$\lambda_0 \delta_0 \frac{d^2 T_r}{dx^2} = \frac{\lambda_r}{\delta_r(x)} (T_r - T_2), \quad (1)$$

$$\alpha(T_2 - T_c) + \epsilon \sigma (T_2^4 - T_c^4) = \frac{\lambda_r}{\delta_r(x)} (T_r - T_2), \quad (2)$$

где x - текущая координата по высоте ребра; T_r и T_2 - температуры соответственно ребра и покрытия; T_c - температура окружающей среды, λ_0 и λ_r - коэффициенты теплопроводности соответственно материалов ребра и покрытия; α - коэффициент теплоотдачи на боковой поверхности; ϵ - степень черноты излучающей поверхности покрытия; σ - постоянная Стефана - Больцмана; δ_0 и $\delta_r(x)$ - толщина соответственно ребра и покрытия.

Граничными условиями являются

$$T_r(x=0) = T_p, \quad \left. \frac{dT_r}{dx} \right|_{x=h} = 0, \quad (3)$$

где T_p - температура у основания ребра; h - его высота. Если ввести безразмерные переменные $\theta_i = \frac{T_i}{T_p}$, $\alpha = \frac{x}{h}$, $i = 1, 2$, то уравнения (1), (2) и граничные условия (3) переписутся в виде

$$\frac{A_0 \theta_0}{h^2} \frac{d^2 \theta_1}{dx^2} = \alpha \left(\theta_2 - \frac{T_c}{T_p} \right) + \varepsilon \sigma T_p^3 \left(\theta_2^4 - \frac{T_c^4}{T_p^4} \right), \quad (4)$$

$$\alpha \left(\theta_2 - \frac{T_c}{T_p} \right) + \varepsilon \sigma T_p^3 \left(\theta_2^4 - \frac{T_c^4}{T_p^4} \right) = \frac{A_1}{\theta_1(x)} (\theta_1 - \theta_2), \quad (5)$$

$$\theta_1(x=0) = 1, \quad \left. \frac{d\theta_1}{dx} \right|_{x=1} = 0. \quad (6)$$

Функции θ_1 , θ_2 и θ_2^4 на некотором интервале температур (0 , θ_n) можно представить в виде рядов Фурье [3]:

$$\theta_1 = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k \sin \frac{k\pi \theta_1}{\theta_n} = \sum_{k=1}^{\infty} T_{1k}, \quad i=1, 2; \quad (7)$$

$$\theta_2^4 = \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_{4k} \sin \frac{k\pi \theta_2}{\theta_n} = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\alpha_{4k}}{\alpha_k} T_{2k}, \quad (8)$$

где

$$\alpha_k = -\frac{2\theta_n}{k\pi} \cos k\pi, \quad \alpha_{4k} = -\frac{2\theta_n^4}{k\pi} \left[\left(1 - \frac{16}{(k\pi)^2} + \frac{24}{(k\pi)^4} \right) \cos k\pi - \frac{24}{(k\pi)^4} \right].$$

Используя разложение (7), (8) и применяя правило редукции [4], систему уравнений (4) - (6) представим следующим образом:

$$\frac{A_0 \theta_0}{h^2} \frac{d^2 T_{1k}}{dx^2} = N_k T_{2k} - M_k; \quad (9)$$

$$\left(N_k + \frac{A_1}{\theta_1(x)} \right) T_{2k} - \frac{A_1}{\theta_1(x)} T_{1k} = M_k; \quad (10)$$

$$T_{1k}(x=0) = \frac{1}{e^{(k-1)!}}, \quad \left. \frac{dT_{1k}}{dx} \right|_{x=1} = 0, \quad (11)$$

где введены следующие обозначения:

$$T_{ik}(x) = \alpha_k \sin \frac{k\pi \theta_i}{\theta_n}, \quad i=1, 2; \quad (12)$$

$$N_k = \alpha + \varepsilon \sigma T_p^3 \frac{\alpha_{4k}}{\alpha_k}, \quad M_k = (\alpha + \varepsilon \sigma T_p^3) \frac{T_c}{T_p} \frac{1}{e^{(k-1)!}}. \quad (12a)$$

Из уравнения (10) находим

$$\Gamma_{2k} = \left(\frac{N_k \delta_1(x)}{\lambda_1} + 1 \right)^{-1} \left(\Gamma_{1k} + \frac{M_k}{N_k} \right) - \frac{M_k}{N_k}. \quad (13)$$

Вводя новую переменную $\Gamma_{1k}^* = \Gamma_{1k} - \frac{M_k}{N_k}$ и исключая из (9) Γ_{2k} , получаем следующее уравнение Фурье - образа $\Gamma_{1k}^*(x)$

$$\left(\frac{N_k \delta_1(x)}{\lambda_1} + 1 \right) \frac{d^2 \Gamma_{1k}^*}{dx^2} = \frac{N_k h^2}{\lambda_0 \delta_0} \Gamma_{1k}^*, \quad (14)$$

с граничными условиями

$$\Gamma_{1k}^*(x=0) = \frac{1}{e^{(k-1)!}} - \frac{M_k}{N_k}, \quad \left. \frac{d\Gamma_{1k}^*}{dx} \right|_{x=1} = 0. \quad (15)$$

Решение уравнения (14) для произвольного $\delta_1(x)$ в общем случае неизвестно, поэтому ограничимся тремя случаями профиля покрытия.

1. Равномерное покрытие $\delta_1(x) = \delta_{01} = const$. Уравнение (14) преобразуется к виду

$$\frac{d^2 \Gamma_{1k}^*}{dx^2} = m_k^2 \Gamma_{1k}^*, \quad (16)$$

где

$$m_k = \sqrt{\frac{N_k}{\lambda_0 \delta_0} \left(1 + \frac{N_k \delta_{01}}{\lambda_1} \right)^{-1} h^2}.$$

С учетом граничных условий (15), запишем общее решение уравнения (16)

$$\Gamma_{1k}^*(x) = \left(\frac{1}{e^{(k-1)!}} - \frac{M_k}{N_k} \right) \frac{\operatorname{ch}[m_k(1-x)]}{\operatorname{ch} m_k} + \frac{M_k}{N_k}. \quad (17)$$

2. Трапецидальное покрытие $\delta_1(x) = \delta_{01}(ax+1)$, $a = const$.
Используя новую переменную $\beta_k = 1 + \frac{N_k \delta_{01}(ax+1)}{\lambda_1}$, уравнение (14) приводим к следующему:

$$\beta_k^2 \frac{d^2 \Gamma_{1k}^*}{d\beta_k^2} = \delta_k \rho_k \Gamma_{1k}^*, \quad (18)$$

где

$$\delta_k = \frac{N_k^3}{\lambda_0 \delta_0^2} \left(\frac{\delta_{01}^2 a h}{\lambda_1} \right)^2.$$

Уравнение (18) является частным случаем уравнения Бесселя [5] и имеет решение

$$\Gamma_{1k}(\rho_k) = \frac{M_k}{N_k} + C_{1k} \sqrt{\rho_k} I_1(2\sqrt{\delta_k \rho_k}) + C_{2k} \sqrt{\rho_k} K_1(2\sqrt{\delta_k \rho_k}), \quad (19)$$

где I_1, K_1 - модифицированные функции Бесселя первого порядка. Из граничных условий (15) определяем постоянные C_{1k}, C_{2k}

$$C_{2k} = \left(\frac{1}{\rho^{(k-1)'}} - \frac{M_k}{N_k} \right) \sqrt{\rho_{0k}} \left[K_1(2\sqrt{\delta_k \rho_{0k}}) - \varphi_k(\delta_k, \rho_{1k}) I_1(2\sqrt{\delta_k \rho_{0k}}) \right], \quad (20)$$

$$C_{1k} = -C_{2k} \varphi_k(\delta_k, \rho_{1k}), \quad (21)$$

где

$$\rho_{0k} = 1 + \frac{N_k \delta_{01}}{\lambda_1}, \quad \rho_{1k} = 1 + \frac{N_k \delta_{01} (a+1)}{\lambda_1},$$

$$\varphi_k(\delta_k, \rho_{1k}) = \frac{I_1(2\sqrt{\delta_k \rho_{1k}}) + \sqrt{\delta_k \rho_{1k}} \left[I_0(2\sqrt{\delta_k \rho_{1k}}) + I_2(2\sqrt{\delta_k \rho_{1k}}) \right]}{K_1(2\sqrt{\delta_k \rho_{1k}}) - \sqrt{\delta_k \rho_{1k}} \left[K_0(2\sqrt{\delta_k \rho_{1k}}) + K_2(2\sqrt{\delta_k \rho_{1k}}) \right]}.$$

3. Параболическое покрытие $\delta_1(x) = \delta_{01} (ax^2 + k_0 x + 1)$.

Уравнение (14) после введения новой переменной

$$y_k = \left(x + \frac{k_0}{2d} \right) \left(\frac{k_0^2}{4d^2} - \frac{1}{d} - \frac{\lambda_1}{N_k \delta_{01} d} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad k_0^2 > 4d \left(1 + \frac{\lambda_1}{N_{min} \delta_{01}} \right),$$

$$N_{min} = \alpha + \varepsilon \sigma \Gamma_p^3 \frac{\alpha_1}{\alpha_{41}}$$

преобразуется в следующее уравнение:

$$(y_k^2 - 1) \frac{d^2 \Gamma_{1k}^*}{dy_k^2} = \nu_k (\nu_k + 1) \Gamma_{1k}^*, \quad (22)$$

где

$$\nu_k = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4\lambda_1 h^2}{\lambda_0 \delta_0 \delta_{01}^2}} \right) \rho_k^{-1}, \quad \rho_k = \frac{k_0^2}{4d^2} - \frac{1}{d} - \frac{\lambda_1}{N_k \delta_{01} d}.$$

Решением уравнения (22) являются функции Лежандра P_j , Q_j порядка j_k [5]:

$$\tau_{jk} = \frac{M_k}{N_k} + A_{1k} P_{j_k}(y_k) + A_{2k} Q_{j_k}(y_k). \quad (23)$$

Коэффициенты A_{1k} , A_{2k} находятся из граничных условий (15)

$$A_{2k} = \left(\frac{1}{\rho(k-1)!} - \frac{M_k}{N_k} \right) \left[Q_{j_k}(y_{0k}) - \frac{Q_{j_k-1}(y_{1k}) - y_{1k} Q_{j_k}(y_{1k})}{\rho_{j_k-1}(y_{1k}) - y_{1k} \rho_{j_k}(y_{1k})} \rho_{j_k}(y_{0k}) \right]^{-1}; \quad (24)$$

$$A_{1k} = -A_{2k} \frac{Q_{j_k-1}(y_{1k}) - y_{1k} Q_{j_k}(y_{1k})}{\rho_{j_k-1}(y_{1k}) - y_{1k} \rho_{j_k}(y_{1k})}, \quad (25)$$

где

$$y_{0k} = \frac{k_0}{\frac{k_0^2}{2\alpha} - \frac{2\lambda_f}{N_k \sigma_{0f}} - 2}, \quad y_{1k} = \left(1 + \frac{k_0}{2d} \right) \rho_k^{-1}.$$

Если известно решение уравнения (14) относительно Фурье - образа $\tau_{jk}(x)$, то, учитывая соотношение (13), можно записать общие решения для температурных полей в ребре и покрытии

$$\theta_j(x) = \frac{\tau_j(x)}{\rho} - \sum_{k=1}^{\infty} \tau_{jk}(x), \quad j=1,2. \quad (26)$$

Для сравнения интенсивности теплоотдачи ребер с различными характеристиками пользуются понятием эффективности ребра, которое определяется отношением фактически отводимого ребром тепла $Q_{L,0}$ к теплу $Q_{L,max}$, которое отводилось бы, если бы вся внешняя поверхность имела температуру τ_p [6]:

$$\eta = \frac{Q_{L,0}}{Q_{L,max}} = \frac{\lambda_0 \delta_0 L \left. \frac{d\tau_f}{dx} \right|_{x=0}}{[\alpha(\tau_p - \tau_c) + \varepsilon \sigma(\tau_p^4 - \tau_c^4)] L \int_0^l dl}, \quad (27)$$

где L - длина ребра; l - расстояние вдоль контура профиля ребра. Если применяются достаточно тонкие покрытия, то эффективность определяется выражением

$$\frac{d\theta_f(x)}{dx} \ll 1, \quad dl = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{2} \frac{d\theta_f(x)}{dx} \right)^2} dx \approx dx, \quad \int_0^l dl \approx \int_0^h dx = h, \quad (28)$$

$$\rho \approx \frac{\lambda_0 \delta_0 \tau_p}{h^2 [\alpha(\tau_p - \tau_c) + \varepsilon \beta(\tau_p^4 - \tau_c^4)]} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{d\tau_{1k}}{dx} \Big|_{x=0}$$

Если же длина контура l значительно превышает высоту, h , то выражение (28) необходимо домножить на величину $h \left(\int_0^l dl \right)^{-1}$.

Найдем эффективность ребра с покрытием для каждого из рассмотренных профилей покрытия.

$$\rho \approx - \frac{\lambda_0 \delta_0}{h^2} \frac{\tau_p}{\alpha(\tau_p - \tau_c) + \varepsilon \beta(\tau_p^4 - \tau_c^4)} \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{e^{(k-1)\pi} - \frac{N_k}{N_k}} \right)^{m_k} \text{th } m_k; \quad (29)$$

$$\eta_T \approx - \frac{\lambda_0 \delta_0}{h^2} \frac{\tau_p}{\alpha(\tau_p - \tau_c) + \varepsilon \beta(\tau_p^4 - \tau_c^4)} \times$$

$$\times \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ C_{1k} \left[\sqrt{\frac{1}{\rho_{0k}}} I_1(s_k) + \sqrt{\delta_k} I_0(s_k) + \sqrt{\delta_k} I_2(s_k) \right] + \right.$$

$$\left. + C_{2k} \left[\sqrt{\frac{1}{\rho_{0k}}} K_1(s_k) - \sqrt{\delta_k} K_0(s_k) - \sqrt{\delta_k} K_2(s_k) \right] \right\}, \quad (30)$$

где

$$s_k = 2 \sqrt{\delta_k \rho_{0k}} - \frac{2 N_k \delta_{01} \alpha h}{\lambda_1} \sqrt{\frac{N_k}{\lambda_0 \delta_0} \left(1 + \frac{N_k \delta_{01}}{\lambda_1} \right)},$$

$$\eta_A \approx \frac{\lambda_0 \delta_0}{h^2} \frac{\tau_p}{\alpha(\tau_p - \tau_c) + \varepsilon \beta(\tau_p^4 - \tau_c^4)} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\tau_k}{\rho_k (1 - \tau_{0k}^2)}$$

$$\approx \left\{ A_{1k} [\rho_{y-1}(\tau_{0k}) - \tau_{0k} \rho_y(\tau_{0k})] + A_{2k} [q_{y-1}(\tau_{0k}) - \tau_{0k} q_y(\tau_{0k})] \right\}, \quad (31)$$

где

$$\tau_{0k} = \frac{k_0}{2 \rho_0 d}.$$

Анализ полученных выражений для эффективности продольного ребра с покрытием показывает, что при выборе покрытия необходимо использовать материалы с большим коэффициентом излучения ($\varepsilon \rightarrow 1$) и обладающие достаточно высоким коэффициентом теплопроводности λ_1 . Синтез та-

ких материалов является задачей, требующей решения, так как имеющиеся в настоящее время материалы с большим ϵ характеризуются низким χ . Сравнительные оценки показывают, что ребра с покрытием параболического профиля имеют наибольшую эффективность, а ребра с равномерным покрытием - наименьшую.

1. Племондон. Термическая эффективность ребер с покрытиями. - Теплопередача, 1962, 82, № 4, с.10-14.
2. Залетаев В.М., Калинин Д.В., Сургучев О.В. Расчет теплообмена космического аппарата. - М.: Машиностроение, 1979. - 208 с.
3. Сурков Г.А. К вопросу о нестационарном лучистом взаимодействии твердых тел. - Инж.-физ. журн., 1980, 38, № 2, с.286-288.
4. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. - М.: Гостехиздат, 1951. - 653 с.
5. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. - М.: Наука, 1971. - 576 с.
6. Ройзен Л.И., Дулькин И.Н. Тепловой расчет оребренных поверхностей. - М.: Энергия, 1977. - 34 с.

УДК 536.241

В.Г.Горобец, В.С.Новиков

Институт технической теплофизики АН УССР, Киев

ПОДБОР ОПТИМАЛЬНОГО ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА НАГРЕТЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ИЗОЛЯЦИЕЙ ПЕРЕМЕННОГО ПРОФИЛЯ

Надежность и долговременность эксплуатации машин и механизмов, используемых в различных технологических процессах и работающих в условиях интенсивного излучения, включая аппараты, подверженные воздействию солнечного излучения, требует обеспечения определенного теплового режима. Такой режим может быть достигнут подбором изолирующих покрытий требуемой толщины и профиля, изготовленных из специальных материалов. Соответствующим образом подобранные покрытия способствуют уменьшению интенсивности теплообмена машины или механизма с окружающей средой, уменьшают перепады температур по элементам его конструкции.

В работе решается задача о достижении изотермического режима вдоль поверхности плоской пластины с покрытием, профиль и свойства материала которого определяются из условия постоянства температуры нагреваемой пластины. Уравнения теплопроводности двухслойного тела имеют вид [1]:

$$\sigma_1 \sigma_0' \frac{d^2 \theta}{dx^2} - \frac{\sigma_1(x)}{\sigma_1(x)} (\theta - t) + \alpha_1 (\theta - T_c), \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx} \left(\sigma_1(x) \sigma_1'(x) \frac{dt}{dx} \right) - \frac{\sigma_1(x)}{\sigma_1(x)} (t - \theta) + \epsilon \sigma (t^4 - T_c^4) + \alpha_2 (t - T_c) - q, \quad (2)$$

где θ и t - соответственно температура пластины и покрытия; x - текущая координата вдоль пластины; α_1 и α_2 - коэффициенты теплоотдачи на поверхности соответственно пластины и покрытия; q - внешний тепловой поток, воздействующий на покрытие; λ_0 и $\lambda_1(x)$ - коэффициент теплопроводности соответственно пластины и покрытия; δ_0 и $\delta_1(x)$ - толщина соответственно пластины и покрытия; ε - степень черноты излучающей поверхности покрытия; σ - постоянная Стефана - Больцмана; T_δ - температура среды под пластиной; T_c - температура внешней среды над покрытием. Если выполняется условие изотермичности на поверхности пластины, система уравнений (1), (2) приобретает вид

$$\frac{\lambda_1(x)}{\delta_1(x)} (t - T_0) = \alpha_1 (T_0 - T_\delta), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dx} (\lambda_1(x) \delta_1'(x) \frac{dt}{dx}) = \frac{\lambda_1(x)}{\delta_1(x)} (t - T_0) + \varepsilon \sigma (t^4 - T_c^4) + \alpha_2 (t - T_c) - q, \quad (4)$$

где T_0 - температура пластины.

Из уравнения (3) имеем

$$t = \frac{\delta_1'(x)}{\lambda_1(x)} \alpha_1 (T_0 - T_\delta) + T_0. \quad (5)$$

Подставляя полученное значение t в уравнение (4), получаем уравнение относительно переменных $\lambda_1(x)$, $\delta_1'(x)$:

$$\begin{aligned} & \alpha_1 (T_0 - T_\delta) \frac{d}{dx} \left[\lambda_1(x) \delta_1'(x) \frac{d}{dx} \left(\frac{\delta_1'(x)}{\lambda_1(x)} \right) \right] = \\ & = \alpha_1 (T_0 - T_\delta) + \varepsilon \sigma \left[\alpha^4 \left(\frac{\delta_1'(x)}{\lambda_1(x)} + \delta \right)^4 - T_c^4 \right] + \\ & \alpha_1 \alpha_2 (T_0 - T_\delta) \frac{\delta_1'(x)}{\lambda_1(x)} + \alpha_2 (T_0 - T_c) - q. \end{aligned} \quad (6)$$

Если предположить, что материал покрытия имеет по длине пластины постоянные свойства $\lambda_1(x) = \lambda_1$, уравнение (6) сведется к следующему:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 \bar{\delta}_1^2(x)}{dx^2} - \lambda_1 \delta \frac{d^2 \bar{\delta}_1(x)}{dx^2} = q \bar{\delta}_1^4(x) + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \bar{\delta}_1(x) + \bar{q}, \quad (7)$$

где

$$\bar{\delta}_1(x) = \delta_1(x) + \lambda_1 \delta, \quad \alpha = \alpha_1 (T_0 - T_0), \quad \delta = \frac{T_0}{\alpha_1 (T_0 - T_0)},$$

$$q = \frac{\varepsilon \delta \bar{\delta}^4}{\alpha_2 (T_0 - T_0) \lambda_1^4}, \quad \bar{q} = \frac{\alpha_2 (T_0 - T_0) - q - \varepsilon \delta T_0^4}{\alpha_1 (T_0 - T_0)} - \alpha_2 \delta.$$

Переменные $\bar{\delta}_1(x)$, $\bar{\delta}_1^2(x)$, $\bar{\delta}_1^4(x)$ на некотором интервале $(0, \delta_n)$ разложим в ряд Фурье [2]:

$$\begin{aligned} \bar{\delta}_1 &= \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_k \sin \frac{k\pi \bar{\delta}_1}{\delta_n}, & \bar{\delta}_1^2 &= \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_{2k} \sin \frac{k\pi \bar{\delta}_1}{\delta_n}, \\ \bar{\delta}_1^4 &= \sum_{k=1}^{\infty} \alpha_{4k} \sin \frac{k\pi \bar{\delta}_1}{\delta_n}, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_k &= -\frac{2\delta_n^2}{k\pi} \cos k\pi, & \alpha_{2k} &= -\frac{2\delta_n^2}{k\pi} \left[\left(1 - \frac{2}{(k\pi)^2}\right) \cos k\pi + \frac{2}{(k\pi)^2} \right], \\ \alpha_{4k} &= -\frac{2\delta_n^4}{k\pi} \left[\left(1 - \frac{12}{(k\pi)^2} + \frac{24}{(k\pi)^4}\right) \cos k\pi - \frac{24}{(k\pi)^4} \right]. \end{aligned}$$

Выбирая в качестве новой переменной функцию Фурье-образа $\delta_k(x) = \alpha_k \sin \frac{k\pi \bar{\delta}_1}{\delta_n}$ разложения (8) перепишем в виде

$$\bar{\delta}_1(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \delta_k(x), \quad \bar{\delta}_1^2(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\alpha_{2k}}{\alpha_k} \delta_k(x), \quad \bar{\delta}_1^4(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\alpha_{4k}}{\alpha_k} \delta_k(x). \quad (9)$$

Используя правило редукции [8], из уравнения (7) можно записать уравнение относительно Фурье-образа

$$\left(\frac{p_k}{2} - \lambda_1 \delta \right) \frac{d^2 \delta_k(x)}{dx^2} - \left(q \pi_k + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \delta_k(x) + \frac{\bar{q}}{\varepsilon (k-1)!}, \quad (10)$$

где

$$p_k = \frac{\alpha_{2k}}{\alpha_k}, \quad \pi_k = \frac{\alpha_{4k}}{\alpha_k}.$$

Общее решение уравнения (10) имеет вид

$$\rho_k(x) = A_k \exp(M_k x) + B_k \exp(-M_k x) - N_k, \quad (11)$$

где

$$M_k^2 = \frac{q M_k + \alpha_2}{\frac{P_k}{2} - \lambda_1 \delta}, \quad N_k = \frac{\bar{q}}{e(k-1)!} \left(\frac{P_k}{2} - \lambda_1 \delta \right)^{-1}.$$

Для нахождения коэффициентов A_k и B_k необходимо использовать граничные условия уравнений (3), (4). Если принять следующие граничные условия:

$$t(x=0) = T_0, \quad \left. \frac{dt}{dx} \right|_{x=h} = 0, \quad (12)$$

то учитывая, что из соотношения (5) следует

$$\sigma_1(x) = \frac{\lambda_1}{\alpha_1 \left(\frac{T_0}{\delta} - \frac{x}{\delta} \right)} (t - T_0), \quad (13)$$

в качестве граничных условий для уравнения (7) можно использовать

$$\bar{\sigma}_1(x=0) = \lambda_1 \delta, \quad \left. \frac{d\bar{\sigma}_1(x)}{dx} \right|_{x=h} = 0. \quad (14)$$

Для Фурье-образа граничные условия (14) приобретают вид

$$\bar{\sigma}_k(x=0) = \frac{\lambda_1 \delta}{e(k-1)!}, \quad \left. \frac{d\bar{\sigma}_k(x)}{dx} \right|_{x=h} = 0. \quad (15)$$

Условие (15) приводит к следующему значению коэффициентов A_k и B_k :

$$A_k = \left(N_k + \frac{\lambda_1 \delta}{e(k-1)!} \right) \frac{\exp(-M_k h)}{2 \operatorname{ch}(M_k h)}, \quad (16)$$

$$B_k = \left(N_k + \frac{\lambda_1 \delta}{e(k-1)!} \right) \frac{\exp(M_k h)}{2 \operatorname{ch}(M_k h)}. \quad (16a)$$

С учетом (16) и (16а), решение (11) преобразуется к виду

$$\delta_k(x) = \left(N_k + \frac{\lambda_1 \vartheta}{\varepsilon(k-1)!} \right) \frac{\operatorname{ch} [M_k (h-x)]}{\operatorname{ch} (M_k h)} - N_k. \quad (17)$$

Используя соотношения (9), можно записать общее решение для $\delta_i^*(x)$:

$$\delta_i^*(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \left[\left(N_k + \frac{\lambda_1 \vartheta}{\varepsilon(k-1)!} \right) \frac{\operatorname{ch} [M_k (h-x)]}{\operatorname{ch} (M_k h)} - N_k \right]^{-\lambda_1 \vartheta}. \quad (18)$$

Выражение (18) описывает профиль поверхности покрытия, при котором на пластине достигается изотермический режим при граничных условиях (12) и температуре пластины t_0 . Рассмотренный подход справедлив и для других граничных условий. В некоторых случаях необходимо обеспечить изотермический режим не пластины, а покрытия. Система уравнений (1), (2) в этом случае сводится к следующей:

$$\lambda_1 \delta_0 \frac{d^2 \theta}{dx^2} = \frac{\lambda_1(x)}{\delta_1(x)} (\theta - t_0) + \alpha_1 (\theta - t_0), \quad (19)$$

$$\theta = q_1 \frac{\delta_1^*(x)}{\lambda_1(x)} + t_0, \quad (20)$$

где t_0 — температура покрытия,

$$q_1 = \varepsilon \sigma (t_0^4 - t_c^4) + \alpha_2 (t_0 - t_c) - q, \quad (21)$$

С учетом (20), из (19) получаем следующее уравнение для определения $\frac{\delta_1^*(x)}{\lambda_1(x)}$:

$$\lambda_1 \delta_0 q_1 \frac{d^2}{dx^2} \left(\frac{\delta_1^*(x)}{\lambda_1(x)} \right) = q_1 + \alpha_1 \left(q_1 \frac{\delta_1^*(x)}{\lambda_1(x)} + t_0 - t_0 \right). \quad (22)$$

Уравнение (22) имеет решение

$$\frac{\delta_1^*(x)}{\lambda_1(x)} = A \operatorname{ch} (mx) + B \operatorname{sh} (-mx) - \frac{1}{\alpha_1} - \frac{t_0 - t_0}{q_1}. \quad (23)$$

Если принять граничные условия

$$\theta(x=0) = T_0, \quad \left. \frac{d\theta}{dx} \right|_{x=h} = 0 \quad (24)$$

и, учитывая соотношение (20), переписать их в виде

$$\left. \frac{\theta_f(x)}{\lambda_f(x)} \right|_{x=0} = \frac{T_0 - T_\theta}{q_f}, \quad \left. \frac{d}{dx} \left(\frac{\theta_f(x)}{\lambda_f(x)} \right) \right|_{x=h} = 0, \quad (25)$$

то из условий (25) можно найти значение коэффициентов A и B :

$$A = \left(\frac{T_0 - T_\theta}{q_f} + \frac{1}{\alpha_f} \right) \frac{\exp(-mh)}{2\operatorname{ch}(mh)}; \quad (26)$$

$$B = \left(\frac{T_0 - T_\theta}{q_f} + \frac{1}{\alpha_f} \right) \frac{\exp(mh)}{2\operatorname{ch}(mh)}. \quad (26a)$$

В учетом (26) и (26a), из (23) находим выражение для $\frac{\theta_f(x)}{\lambda_f(x)}$:

$$\frac{\theta_f(x)}{\lambda_f(x)} = \left(\frac{T_0 - T_\theta}{q_f} + \frac{1}{\alpha_f} \right) \frac{\operatorname{ch}[m(h-x)]}{\operatorname{ch}(mh)} - \frac{1}{\alpha_f} - \frac{T_0 - T_\theta}{q_f}. \quad (27)$$

Как следует из (27), изотермический режим в покрытии можно достичь подбором как профиля $\theta_f(x)$, так и изменением коэффициента теплопроводности $\lambda_f(x)$ вдоль пластины.

В случае, если конвективной составляющей на поверхности пластины можно пренебречь ($\alpha_f \rightarrow 0$), получаем параболический профиль для $\theta_f(x)$ при $\lambda_f(x) = \lambda_f = \text{const}$

$$\theta_f(x) = \frac{\lambda_f}{2\lambda_0 \delta_0} \left[(h-x)^2 - h^2 \right] + \frac{(T_0 - T_\theta)\lambda_f}{q_f}. \quad (28)$$

Используя соотношения (18), (27), (28), подбором профиля покрытия или изменением термических свойств материала покрытия вдоль пластины можно достичь изотермический режим как в пластине, так и в покрытии. В определенных случаях [4], если в качестве рассматриваемой двухслойной системы имеем ребро, подбором профиля покрытия из материала с опре-

деленными термическими свойствами можно значительно повысить эффективность его работы.

1. Залетаев В.М., Капинос Ю.В., Сургучев О.В. Расчет теплообмена космического аппарата. - М.: Машиностроение, 1979. - 208 с.
2. Суржов Г.А. К вопросу о нестационарном лучистом взаимодействии твердых тел. - Инж.-физ. журн., 1980, 33, № 2, с.286-288.
3. Тихонов А.И., Самарский А.А. Уравнения математической физики. - М.: Гостехиздат, 1958. - 679 с.
4. Рубин Г.Р., Ройзен А.И., Дудькин И.Н. Теплообмен при кипении жидкости на ребрах с извилистым покрытием. - Инж.-физ. журн., 1981, 20, № 1, с.28-30.

УДК 621.1.016+536.24

Е.К.Белоголов, Г.В.Федотов, С.Н.Щугарев
МВТУ им.Н.Э.Баумана

К РАСЧЕТУ РАДИАЦИОННОГО ТЕПЛООБМЕНА В КОНСТРУКЦИЯХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

При высокотемпературных исследованиях материалов различного назначения все шире используются источники лучистого нагрева. Одной из основных задач, требующих своего решения при создании и эксплуатации стендов для нагрева материалов радиационными потоками, является расчет поля излучения в рабочей зоне стенда, который во многих случаях должен проводиться в трехмерной постановке.

Основная трудность при решении задач радиационного теплообмена, когда излучение и отражение носит диффузный характер, а среда - неоплазманная, заключается в определении матрицы средних угловых коэффициентов взаимоблуженности φ_{ik} для плоских зон конечных размеров, на которые разбивается исходная геометрическая система. Для вычисления φ_{ik} используются: метод статистических испытаний [1, 2], метод описанной сферы [3], численные методы интегрирования.

При использовании численных методов интегрирования для случая, когда плоские зоны полностью "видят" друг друга, весьма эффективным является метод контурного интегрирования. При частичной видимости (из-за затенения или взаимной ориентации) интегрирование выполняется обычно по правилу прямоугольников, например, как в [4].

Для выполнения численного интегрирования плоские зоны f_i и f_k дополнительно разбиваются на площадки Δf_i и Δf_k , между которыми угловой коэффициент определяется из выражения

$$\Delta \varphi_{ik} = \varphi_{\Delta f_i - \Delta f_k} = \frac{\cos \alpha_i \cdot \cos \alpha_k}{\pi r^2} \Delta f_k \quad (1)$$

где α_i и α_k - углы между нормальными к площадкам и линией, соединяющей их центры тяжести; r - расстояние между центрами тяжести площадок ($\cos \alpha_i$ и $\cos \alpha_k \geq 0$).

Выражение (1) справедливо при выполнении следующих условий: элементарный угловой коэффициент $\varphi_{\Delta F_i - \Delta F_k}$ не изменяет своего значения в пределах площадки ΔF_k и локальный угловой коэффициент $\varphi_{\Delta F_i - \Delta F_k}$ равен среднему угловому коэффициенту $\varphi_{\Delta F_i - \Delta F_k}$, что наблюдается только для отдельных конфигураций поверхностей (например, внутренняя поверхность сферы). В остальных случаях выражение (1) носит приближенный характер. Отметим, что при сделанных допущениях угловой коэффициент $\Delta \varphi_{ik}$ не зависит от величины площадки ΔF_i .

Угловой коэффициент φ_{ik} между зонами F_i и F_k вычисляется на основании свойства аддитивности угловых коэффициентов суммированием $\Delta \varphi_{ik}$ по формуле

$$\varphi_{ik} = \frac{1}{F_i} \sum_{m=1}^{N_i} \Delta F_{im} \sum_{n=1}^{N_k} \Delta \varphi_{mn}, \quad (2)$$

где N_i и N_k число площадок соответственно на i -й и k -й зоне.

Погрешность вычисления φ_{ik} непосредственно влияет на точность получаемого решения задачи радиационного теплообмена в целом и для принятой схемы численного интегрирования существенно зависит между линейными размерами площадок и расстояниями между ними. Как показали предварительные исследования, если расстояние между центрами площадок больше их характерного линейного размера в 4-5 раз, то вычисление $\Delta \varphi_{ik}$ по выражению (1) происходит с погрешностью не более 5%. К аналогичному выводу пришли и авторы [3]. Расчет угловых коэффициентов по формуле (1) между площадками, расположенными близко друг от друга (линейный размер площадок соизмерим с расстоянием между их центрами), дает завышенные значения. Указанное обстоятельство обуславливает необходимость уменьшения шага интегрирования (увеличение числа разбиений зоны на площадки) по поверхности рассматриваемых зон, что приводит к значительному увеличению времени счета.

В настоящей работе предлагается полуэмпирический способ, позволяющий более точно определять угловые коэффициенты с помощью введения в выражение (1) корректирующей функции

$$\Delta \varphi_{ik} = \frac{\cos \alpha_i \cos \alpha_k}{\pi r^2} \Delta F_k \delta_{\varphi}(r/L), \quad (3)$$

где $l = \sqrt{\Delta f_k}$ - характерный линейный размер площадки Δf_k , так как $\Delta \varphi_{ik}$ от Δf_i не зависит.

Для определения вида функции δ_φ рассмотрим отношение (при различных r/l) угловых коэффициентов между двумя равными соосными параллельными дисками, рассчитанных по аналитической формуле

$$\Delta \varphi_{ik}^A = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{x^2 - 4} \right], \quad x = 2 + \frac{r^2}{R^2} = 2 + \frac{xr^2}{\Delta f_k} = 2 + \beta \left(\frac{l}{r} \right)^2, \quad (4)$$

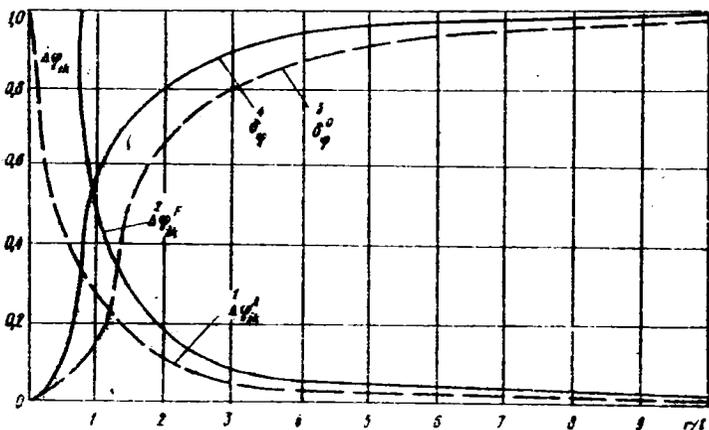
и по выражению (1), которое существенно упрощается, поскольку

$$\cos \alpha_i = \cos \alpha_k = 1,$$

$$\Delta \varphi_{ik}^F = \frac{\Delta f_k}{xr^2} = \frac{1}{x} \left(\frac{l}{r} \right)^2. \quad (5)$$

В выражении (4) R - радиус дисков.

Формула для параллельных дисков использована потому, что она имеет наиболее простой вид по сравнению, например, с формулой для параллельных прямоугольников. Кроме того, в выражении (1) форма площадок не учитывается для выявления только характера корректирующей функции естественно использовать наиболее простое выражение, а затем окончательный вид определить путем введения некоторого коэффициента K , найденного опытным путем.



Зависимости угловых коэффициентов $\Delta \varphi_{ik}^A$ (1) и $\Delta \varphi_{ik}^F$ (2), их отношение δ_φ^0 (3) и корректирующей функции δ_φ (4) от величины r/l .

Как видно из результатов, представленных на рисунке, угловой коэффициент $\Delta\varphi_{ik}^F$, определенный из выражения (5), при $r/l < 4 \div 5$ существенно отличается от рассчитанного аналитически $\Delta\varphi_{ik}^A$. Там же показана зависимость отношения угловых коэффициентов $\delta\varphi^0 = \Delta\varphi_{ik}^A / \Delta\varphi_{ik}^F$ от r/l , которая была использована для построения поправки функции $\delta\varphi^0$. Для этого к аргументу r/l функции $\delta\varphi^0$ подбирался постоянный множитель K так, чтобы была достигнута наименьшая погрешность при определении угловых коэффициентов между гранями куба. Оптимальным оказалось значение $K = 1,29$, при котором максимальная погрешность расчетов снизилась с 20 до 4%. Окончательный вид корректирующей функции выглядит следующим образом:

$$\delta\varphi^0\left(\frac{r}{l}\right) = \frac{\alpha}{2} \left[\alpha + 2 - \sqrt{\alpha(\alpha+4)} \right],$$

где

$$\alpha = \pi \left(K \frac{r}{l} \right)^2$$

Дальнейшая проверка данного способа уточнения значений угловых коэффициентов показала, что во всех исследованных случаях, даже для самых "неудобных" расчетных схем (зоны имеют общую грань), происходит только снижение погрешности определения φ_{ik} .

Таким образом, по предлагаемому методу можно существенно улучшить точность расчета φ_{ik} (при неизменных затратах времени) или снизить трудоемкость их определения (при заданной погрешности) и, как следствие, определить потоки излучения также с меньшей погрешностью.

1. Дрейзман-Дудченко С.Д., Клекль А.З. Определение коэффициентов радиационного обмена методом статистических испытаний. - В кн.: Тр. ВНИИЧМЭО, 1966, вып. 11-12, с. 285-293.

2. Фотин В.И., Шкляр Ф.Р. Статистический расчет угловых коэффициентов. - Инж.-физ. журн. 1972, 23, № 6, с. 1078-1085.

3. Залетаев В.И. и др. Расчет теплообмена космического аппарата. - М.: Машиностроение, 1979. - 208 с.

4. Гопылина Н.Г., Руссо Ю.В. К расчету угловых коэффициентов облученности в трехмерной многосвязной области. - Инж.-физ. журн. 1978, 33, № 3, с. 492-496.

В.В.Пасичный, В.С.Дверняков, Э.К.Кондрашов, В.Н.Мешковский,
В.П.Степяко, Г.В.Кузнецов, В.М.Кондукторова

Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев;

Особое конструкторско-технологическое бюро

Института проблем материаловедения АН УССР, Киев

ГЕЛИОУСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗДЕЙСТВУЮЩЕГО НА ОБЪЕКТЫ

При исследованиях процессов взаимодействия высокоинтенсивного светового излучения с различными объектами, большой интерес вызывает изучение влияния спектрального состава излучения на эти процессы.

На базе гелиоустановки СГУ-2 (диаметр параболоидного концентратора 1,5 м) в пос. Каптивели создана установка для исследования влияния спектрального состава излучения на различные объекты. На установке применены сменные стеклянные фильтры, мозаично набираемые на деревянной раме, перекрывающие всю входную апертуру концентратора. Конструкция выдерживает ветровые нагрузки и позволяет использовать цветные стекла, фильтры или любые типы фильтров, устойчивых к прямым солнечным лучам (пленочные и др.). При такой схеме на фильтры непосредственно воздействует только неконцентрированное солнечное излучение, причем лучи падают нормально на поверхность фильтров. Это исключает основные недостатки схем с расположением фильтров в сходящихся лучах концентратора:

- а) ограничение по термической прочности фильтров;
- б) возможное изменение их характеристик из-за перегрева;
- в) большие потери на отражение для лучей, падающих на фильтр под большими углами;
- г) изменение распределения энергии в фокальном пятне и сложность учета спектрального состава излучения из-за изменения эффективной толщины фильтра для лучей, падающих на него под разными углами.

В зависимости от плотности фильтров и величины нормальной солнечной радиации в фокальной плоскости установки в пятне диаметром 5 мм получены плотности световых потоков до 1300 Вт/см^2 .

Спектральные характеристики излучения в фокальном пятне установки определялись по методике, позволившей избежать применения громоздкой спектральной аппаратуры, что затруднено в полевых условиях, и учитывающей спектральные характеристики солнечного излучения и оптических элементов схемы. Суть работы состояла в построении модельной спектральной кривой и проверки ее с помощью калориметрирования.

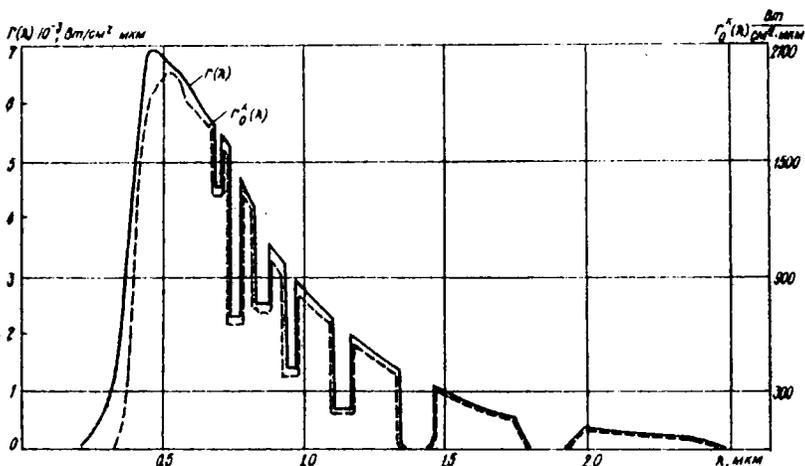


Рис.1. Спектральные распределения плотности излучения: $\Gamma(\lambda)$ - Солнце на уровне моря (1, 2); $\Gamma_0^k(\lambda)$ - в фокальном пятне установки СТУ-2 без фильтров.

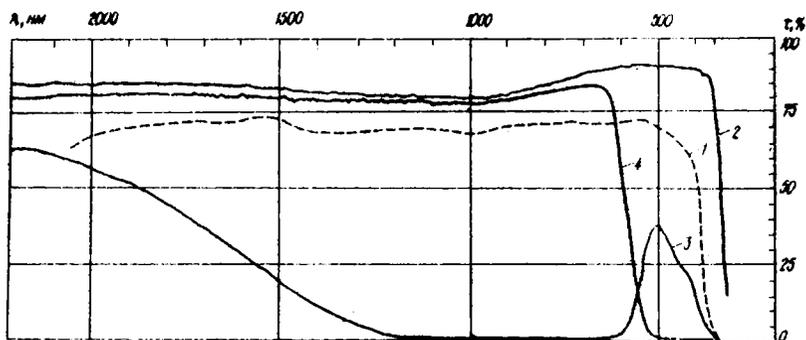


Рис.2. Спектры пропускания: 1 - концентратора; 2 - бесцветного (защитного) фильтра; 3 - зеленого; 4 - красного фильтра.

Исходя из оптической схемы, спектральное распределение плотности мощности светового потока в фокальном пятне установки можно представить в виде

$$\Gamma_0^k(\lambda) = K \Gamma(\lambda) \tau^k(\lambda) \tau^{\Phi}(\lambda), \quad (1)$$

где K - коэффициент, учитывающий конструктивные особенности установки; $\Gamma(\lambda)$ - спектральное распределение плотности солнечного излучения на уровне моря (рис. 1), [1, 2]; $\tau^k(\lambda)$ - спектральный коэффициент пропускания концентратора установки, учитывающий прохо-

дение излучения через стеклянное зеркало концентратора с внутренним серебряным покрытием (рис. 2, кривая 1) $\sqrt{3}$; $r^k(\lambda)$ - спектральный коэффициент пропускания применяемого фильтра (рис. 2, кривые 2 - 4). Плотность мощности излучения в фокальном пятне установки

$$\rho_s = K \int_0^{\infty} r(\lambda) \varepsilon^k(\lambda) r^{\phi}(\lambda) d\lambda. \quad (2)$$

Определив с помощью калориметрирования плотность мощности излучения в фокальном пятне установки с установленным бесцветным (защитным) фильтром (рис. 2, кривая 2)

$$\rho_{s \text{ узм}}^{\phi c} = K \int_0^{\infty} r(\lambda) \varepsilon^k(\lambda) r^{\phi}(\lambda) d\lambda, \quad (3)$$

находим коэффициент K для данной установки, переходя для удобства вычисления от интегрирования к суммированию с постоянным шагом разбиения

$$K = \frac{\rho_{s \text{ узм}}^{\phi c}}{\Delta\lambda \sum_{n=1}^{\infty} r_n(\lambda) \varepsilon_n^k(\lambda) r_n^{\phi}(\lambda)}. \quad (4)$$

Исходя из (1) и (4), спектральное распределение плотности мощности в фокальном пятне установки без фильтров выразится формулой

$$r_0^k(\lambda) = Kr(\lambda) \varepsilon^k(\lambda). \quad (5)$$

Построенная модельная кривая $r_0^k(\lambda)$ спектрального распределения плотности мощности излучения в фокальном пятне установки без фильтров приведена на рис. 1.

Проверка точности полученной модельной кривой осуществлялась сравнением значений плотностей мощности в фокальном пятне, полученных при калориметрировании установки с зеленым ($\rho_{s \text{ узм}}^{\phi c}$) и красным ($\rho_{s \text{ узм}}^{k\phi}$) фильтрами, с рассчитанными при соответствующих фильтрах из выражения

$$\rho_{s \text{ расч}}^{\phi} = \int_0^{\infty} r_0^k(\lambda) r^{\phi}(\lambda) d\lambda = \Delta\lambda \sum_{n=1}^{\infty} r_{0n}^k(\lambda) r_n^{\phi}(\lambda). \quad (6)$$

При нормальной солнечной радиации, равной $0,085 \text{ Вт/см}^2$, для красного светофильтра $\rho_{s \text{ расч}}^{k\phi} = 563 \text{ Вт/см}^2$, $\rho_{s \text{ узм}}^{k\phi} = 495 \text{ Вт/см}^2$, при этом погрешность составляет $14,7\%$.

Для зеленого светофильтра $\rho_{s \text{ расч}}^{\phi c} = 125 \text{ Вт/см}^2$, $\rho_{s \text{ узм}}^{\phi c} = 143 \text{ Вт/см}^2$, а погрешность - $13,9\%$.

Следовательно, модельная кривая спектрального распределения плотности мощности излучения в фокальном пятне установки, построенная

по данной методике, довольно близка к реальной. Зная характеристики используемых светофильтров нетрудно с удовлетворительной точностью менять спектральный состав излучения в фокусе установки.

Таким образом, созданная телюстановка позволяет проводить исследования взаимодействия излучения заданного спектрального состава с различными объектами. На установке были проведены работы по облучению материалов и биологических объектов, намечается проведение работ по исследованию световой накачки лазерных сред солнечным излучением.

Точность данной методики можно повысить, учтя зависимость спектрального состава излучения от высоты Солнца над горизонтом [4].

1. Сивков С.И. Методы расчета характеристик солнечной радиации. - Л.: Гидрометеоиздат, 1968. - 232 с.
2. Макаров В.А., Харитонов А.В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная. - М.: Наука, 1972. - 288 с.
3. Бори М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1970. - 255 с.
4. Криксунов Л.З. Справочник по основам инфракрасной техники. - М.: Сов. радио, 1978. - 400 с.

УДК 536.3:681.2.53.089

О.А.Герашенко, С.А.Сажина, Д.М.Шербина, Н.И.Профатилова, Ю.З.Мавашев
Институт технической теплофизики АН УССР, Киев;
Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент

ИЗМЕРИТЕЛЬНО-МЕТРОЛОГИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА В СОЛНЕЧНЫХ ПЕЧАХ

Изыскание новых путей исследования солнечной энергии требует экспериментальных сведений о пространственно-временном распределении потоков воспринятой энергии излучения практически во всех используемых и проектируемых солнечных печах и других источниках радиационного нагрева.

Успех решения задач превращения теплового излучения в тот или иной вид энергии зависит от аппаратурного оснащения эксперимента и метрологической достоверности измерений. Важнейшая роль в исследованиях и практике использования солнечных печей принадлежит средствам измерения потоков теплового излучения.

Создание оперативных измерительных средств для диагностики и регулирования процессов лучистого теплообмена - одна из основных задач теплотрической приборостроения. В докладе приведены результаты работы, направленной на создание комплекса аппаратуры для широкого практического использования применительно к установкам, в которых работают как концентрированные, так и некоцентрированные радиа-

ционные источники. Разработанный комплекс охватывает измерениям плотности потоков излучения от 1 до $2,5 \cdot 10^6$ Вт/м² и предназначен для их диагностирования в нормальных условиях, в вакууме, а также в других условиях окружения.

Рабочие приемники как средства широкого практического использования должны обладать прежде всего воспроизводимостью характеристик при длительной эксплуатации в расчетных режимах, а также в кратковременных критических ситуациях.

Естественно, что приборы для работы в солнечных установках должны быть устойчивыми к влиянию внешних условий и прежде всего это относится к чувствительным элементам. Высокая надежность, технологичность, возможность прогнозирования и стабилизации чувствительности в широком интервале температур, а также экономический фактор определили выбор в качестве чувствительных элементов для приемников теплового излучения термоэлектрических преобразователей типа вспомогательная стенка, которые известны как термометрические элементы [17].

В разработанном измерительном комплексе приборов использованы термометрические модули трех модификаций: на основе гальванических, проволочных и пленочных термобатарей. Модуль датчика первого типа представляет собой батарею с плотностью укладки термоэлементов, достигающей двух тысяч спаев на квадратном сантиметре. Термоэлемент состоит из полувитка основного термоэлектродного провода и полувитка гальванически покрытого слоем парного металла. Элементы скреплены между собой и сформированы в виде камушка слоями заливочного компаунда. Термическая стойкость такого датчика достигает 600 К. При более высоких температурах наблюдается диффузия между основой и покрытием биметаллического электрода, что приводит к нестабильности чувствительности преобразователя.

Для повышения термической стойкости датчика разработана вторая модификация термопреобразователя [27]. Его особенность состоит в том, что гальванический электрод заменен проволочным. Две проволоки из парных электродов в температуростойкой изоляции навиваются в виде плотной спирали, которая укладывается в требуемую форму и заливается компаундом. После спекания торцы камушка притираются до металлического блеска и осуществляется коммутация термоэлектродов между собой и последовательное соединение элементов в батарею. Контактные площадки наносятся на торцы через трафарет термического испарения металла в вакууме. Термическая стойкость новой модификации датчика повысилась до 900 К. Кроме расширения пределов рабочих температур, достоинство такого датчика состоит в том, что в нем устранены верхний и нижний слой стенки,

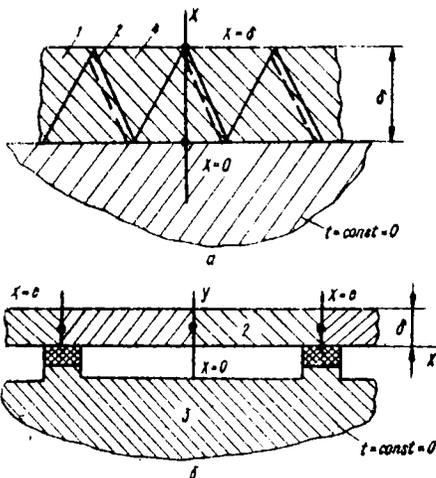


Рис. 1. Схема чувствительного элемента приемника типа: а - вспомогательная стенка; б - пленочного; 1, 2 - термоэлектроды; 3 - термостабилизированный корпус; 4 - заливающий компаунд.

При граничных условиях: начальном $t(x, 0) = 0$ и крайних:

$$-\lambda \frac{dt(x, t)}{dx} \Big|_{x=\delta} = q = \text{const}, \quad t \Big|_{x=0} = \text{const} = 0.$$

Решение этого уравнения для $x = \delta$ имеет вид [3]:

$$t(\delta, \tau) = \frac{q\delta}{\lambda g} \left[1 - \frac{\delta}{n^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)^2} \exp\left[-\frac{a g (2n+1)^2 n^2 \tau}{4\delta^2}\right] \right] \quad (1)$$

Из выражения (1) видно, что быстродействие приемника можно увеличить повышением теплопроводности датчика и уменьшением его толщины. При этом постоянная времени снижается пропорционально квадрату изменения толщины, а потеря чувствительности имеет линейный характер. Возможности технологического процесса изготовления датчика позволили снизить его толщину до 0,5 мм, что соответствует постоянной времени в нормальных условиях для модуля первого типа - 1 с, для модуля второго типа - 0,5 с.

Для более быстродействующих приемников разработаны специальные тонкопленочные батарейные преобразователи, изготавливаемые методом термического напыления в вакууме [4]. По существу их конструкция несколько отходит от канонической термометрической формы с использова-

не участвующие в генерировании сигнала. Это позволило снизить инерционность датчика без ущерба для чувствительности. Для определения возможностей варьирования каждой из трех характеристик определим их взаимосвязь. Рассмотрим процесс установления разности температур, а следовательно, сигнала преобразователя, после внезапного изменения облученности. Поскольку основная часть воспринятой датчиком энергии отводится теплопроводностью вдоль электродов термобатареи, распределение температуры в детекторе с термостабилизированным оттоком в соответствии со схемой, приведенной на рис. 1, а, описывается уравнением

$$\frac{dt}{d\tau} = a g \frac{d^2 t}{dx^2}$$

нием метода вспомогательной стенки, рис. 1, б. Батарея располагается в плоскости, воспринимающей поток излучения и состоит из единичных термоэлементов, спаян сравнения которых помещены на теле корпуса термостабилизатора, сprofilированного в виде пазов и выступов и имеют постоянную температуру в точках $x = l$ и $x = -l$. Активные спаян, равновесная температура которых определяется измеряемым излучением, расположены над серединами пазов в точках $x = 0$. Процесс формирования сигнала элемента определяется закономерностью изменения температуры активного спаян. В первом приближении можно предположить, что электроды однородны по своей структуре, их теплофизические параметры не зависят от температуры и так как $l/\delta \gg 1$, то разность температур, возникающая в направлении оси y , пренебрежимо мала, воспринятое спаян тепло отводится теплопроводностью вдоль электродов. В этом случае распределение температуры в каждом из электродов под воздействием внезапного скачка облученности может быть получено из одномерного неоднородного уравнения теплопроводности

$$\frac{dt}{dt} = \alpha_3 \frac{d^2 t}{dx^2} + \frac{q}{c\rho\delta} \quad (2)$$

Решение уравнения (2) при граничных условиях: начальном $t(x, 0) = 0$, краевых:

$$\left. \frac{dt(x, \tau)}{dx} \right|_{x=0} = 0; \quad t(x, \tau) \Big|_{x=l} = t(x, \tau) \Big|_{x=-l} = \text{const} = 0,$$

полученное методом Фурье [3], для точки активного спаян имеет вид

$$t(0, \tau) = \frac{q l^2}{2A\delta} \left\{ 1 - \frac{32}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2} \exp \left[-\frac{\alpha_3 (2n+1)^2 \tau}{4l^2} \right] \right\}. \quad (3)$$

Анализ (3) показал пути снижения инерционности преобразователя за счет сокращения длины электродов и увеличения теплопроводности их материалов, оптимизация по чувствительности предполагает обратное. Поэтому при конструировании выбирались компромиссные решения с учетом требуемых показателей.

Быстродействие приемников на основе пленочных преобразователей в нормальных условиях не хуже 0,1 с, термическая стойкость достигает 900 К. В основу приборов для потоков плотностью более 500 кВт/м² положено использование двух свойств полостей. Одно из них заключается в том, что эффективные излучательная и поглощательная способности полости определяются в основном соотношением площадей входного отверстия и внутренней поверхности и в меньшей степени зависят от собственных терморadiационных свойств покрытия, что позволило сделать приемник устойчивым к такому трудно устранимому с помощью технологических приемов

фактору, как изменение поглотительной способности вследствие деградации терморрадиационных свойств покрытий под воздействием ультрафиолетовых лучей. Второе свойство полости, обладающей к тому же достаточной теплопроводностью стенки, состоит в том, что энергия, воспринятая полостью, пропорциональна площади отверстия, а сток ее происходит практически во всей внутренней поверхности. Таким образом, полостной вариант приемника — это путь значительного и управляемого снижения равновесной температуры [5]. Описанные предпосылки аппаратно реализованы в приборах с коническими термопреобразователями, что позволило повысить уровень измеряемых потоков более, чем до $2 \cdot 10^6$ Вт/м² (рис.2).

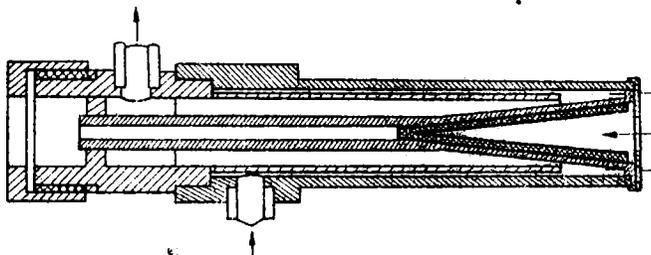


Рис.2. Схема приемника излучения ИКАР-1.

Особенности условий эксплуатации потребовали защиты чувствительного элемента от непосредственного контакта со средой. Для этого применена диатермическая газовая завеса, причем газ, идущий на завесу, предварительно работает как хладагент в системе охлаждения приемника. Состав и скорость струи выбирается из условий минимизации возмущений, вносимых ею в температурное и тепловое поля исследуемого объекта [6].

Надежность информации о тепловой картине, получаемой с помощью приемников, определяется достоверностью их характеристик. Разработанный метрологический комплекс позволяет исследовать технико-эксплуатационные характеристики приемников и провести их аттестацию.

В качестве основных метрологических характеристик приняты номинальная статическая и динамическая характеристики, основная и дополнительная погрешности, последняя из которых определяется в зависимости от факторов, влияющих на измеренный сигнал в реальной обстановке.

Метрологическое обеспечение включает в себя локальную поверочную схему, этенд, реализованный на ее основе и методику аттестации. Верхним звеном локальной поверочной схемы является образцовый приемник излучения I разряда. Это шаровой полостной приемник компенсационного типа [7]. Его основные элементы: сферическая полость с входным отверстием, встроенный электронагреватель для градуировки и термоэлектрический

преобразователь, состоящий из 250 гальванически термопар. Рабочие спаяны в плоскости большого круга, проходящего через входное отверстие полости. Холодные спаяны закреплены на полый кольцеобразной трубке, через которую прокачивается термостатированная жидкость. Неисключенная систематическая погрешность приемника, полученного экспериментальным путем оценки в 2%.

Согласно поверочной схеме, единица потока излучения передается от образцового приемника I разряда к образцовому приемнику II разряда и от него к рабочим приемникам. Оба класса данных приборов разработаны в ИТТБ АН УССР [8, 9].

Аттестация и поверка подчиненных средств измерений осуществляется на специальной поверочной установке, основным элементом которой является тепловакуумная камера. Температура поверхностей внутренних стенок стабилизируется с помощью жидкого азота, коэффициент поглощения стенки экрана составляет 0,95. Внутри камеры находится поворотное устройство, с помощью которого закрепленные на нем образцовый и пять рабочих приемников могут поочередно экспонироваться потоком излучения, источниками которого служат пластина из силицированного графита, ксеноновая лампа, Солнце. Формирование пучка излучения заданной геометрии и плотности осуществляется соответствующими оптическими устройствами. Все операции, связанные с изменением параметров потока и режимов в камере, производятся дистанционно с помощью специальных информационно-управляющих систем [10, 11].

Кроме первичной метрологической аттестации, проводимой на стационарных комплексах, в приборах, предназначенных для длительных дистанционных измерений, предусмотрена возможность перманентного метрологического сопровождения [12].

Разработанная аппаратура позволяет охватить метрологическим обеспечением потоки до $1 \cdot 10^5$ Вт/м². Разработаны предпосылки для измерительной аппаратуры и средств аттестации на потоки до $5 \cdot 10^6$ Вт/м².

Таким образом, создан комплекс теплотрической аппаратуры, позволяющий производить надежные измерения потоков теплового излучения в широком энергетическом диапазоне. Приемники могут быть использованы при решении практически всех материаловедческих задач, связанных с лучистым теплообменом, поскольку последние — это прежде всего задачи точного дозирования теплового излучения.

Условные обозначения:

q — плотность потока теплового излучения, t — температура активного спая, τ — время, α — температуропроводность, c — теплоемкость, λ — теплопроводность, ρ — плотность, δ , δ — толщина и длина электродов, δ — датчик, ϵ — эффективный.

1. Герашенко О.А. Основы теплотриетрии. - Киев: Наук. думка, 1977. - 188 с.
2. А.с. 718731 (СССР). Способ изготовления термоэлектрических датчиков теплового потока. О.А.Герашенко, С.А.Сажина, Н.И.Клименко, И.О.Герашенко. - Заявл. 14.06.79; опубл. в Б.И. 1980, № 8, МКИ G 01K 17/08.
3. Лыков А.В. Теория теплопроводности. - М.: Высш. школа, 1967. - 600 с.
4. Сажина С.А. Тонкопленочные теплотриетрические устройства для измерения лучистой энергии. - В кн.: Космические исследования на Украине. - Киев: Наук. думка, 1978, вып.12, с.80-82.
5. А.с. 273943 (СССР). Радиометр. О.А.Герашенко, В.Г.Карпенко, С.А.Сажина. - Заявл. 11.12.68; опубл. в Б.И. 1973, № 19, МКИ G 01 / 5/02.
6. А.с. 723392 (СССР). Радиометр. О.А.Герашенко, А.Г.Блох, С.А.Сажина и др. - Заявл. 11.10.78; опубл. в Б.И. 1980, № 11, МКИ G 01 / 5/02.
7. Белоконов А.А., Бубель Г.Л., Профатилова Н.И. и др. Маровой радиометр. - Приборы и техника эксперимента, 1976, № 5, с.81-83.
8. А.с. 301561 (СССР). Абсолютный радиометр. В.Г.Карпенко, О.А.Герашенко, С.А.Сажина. - Заявл. 18.12.68; опубл. в Б.И. 1973, № 19, МКИ G 01 / 5/02.
9. Герашенко О.А., Сажина С.А. Теплотриетрические приборы для измерения лучистой энергии в вакууме. - В кн.: Космические исследования на Украине. Киев: Наук. думка, 1980, вып.12, с.76-80.
10. Орлов В.А., Профатилова Н.И., Сажина С.А. и др. Метрологическая аттестация теплотриетрических приемников излучения. - Пром. теплотехника, 1980, № 1, с.94-97.
11. Герашенко О.А., Маврашев Д.З., Шербина Д.М. и др. Разработка и создание стенда для метрологической аттестации и проверки датчиков лучистых потоков. - Теплотехника, 1979, № 6, с.46-50.
12. А.с. 720320 (СССР). Устройство для измерения теплового потока. О.А.Герашенко, С.А.Сажина, Н.Н.Базыр. - Заявл. 25.11.77; опубл. в Б.И. 1980, № 9, МКИ G 01K 15/00.

ДЛ 536-629.7

Б.М.Панкратов, О.М.Алифанов, А.С.Ворон, Б.С.Киталин, А.В.Колесников
Досковский авиационный институт

О НОВЫХ СПОСОБАХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЛУЧИСТЫХ ПОТОКОВ

При реализации известных тепловых методов измерения плотности потоков излучения возникают определенные трудности в обеспечении точного выполнения положенных в основу метода допущений. Необходимое при этом несоответствие между тепловыми процессами, происходящими в теплоприемниках, и их математическими моделями, составленными с учетом упрощающих допущений, может являться источником основных погрешностей метода. В частности, при использовании так называемого экспоненциального способа измерения плотности тепловых потоков^{*} основным источником погрешностей является допущение об отсутствии результирующего теплового потока от внутренней стороны теплоприемника к корпусу, в котором он установлен. Расчеты показывают, что величина стока (притока) тепла в

* Полежаев Б.В., Кривич Ф.Б. Теплозащита. - М.: Энергия, 1976. - 342 с.

корпус может составить (особенно при нестационарном внешнем тепловом потоке) 10 - 20% от падающей на теплоприемник энергии.

Данный вид погрешностей может свести к пренебрежимо малой величине, если изменить конструкцию экспоненциального датчика плотности теплового потока.

За теплоприемником в малотеплопроводном корпусе устанавливаются ряд экранов, оснащенных температурными датчиками, которые позволяют определить производные температур этих экранов по времени. Толщины как теплоприемника, так и экранов выбираются прежде всего из условия получения в пределах каждого из этих элементов достаточно однородного температурного поля.

Внешняя поверхность теплоприемника должна иметь покрытие с хорошо известными радиационными характеристиками - степенью черноты и поглощательной способностью. Предпочтительнее всего серое покрытие. На внутреннюю и боковую поверхность этого теплоприемника, а также на все поверхности экранов, наносится покрытие с низким значением степени черноты, для уменьшения тепловой связи между элементами.

Плотность потока излучения, поглощенного наружной поверхностью теплоприемника (величина q_w), можно определить с помощью приведенного ниже алгоритма на основе информации о температуре теплоприемника (t_1) и производной температур теплоприемника и экранов по времени (dt_i/dt):

$$q_w = \epsilon_{w1} \sigma T_1^4 + \sum_{i=1}^n c_i \frac{dt_i}{dt}, \quad (1)$$

где ϵ_{w1} - степень черноты наружной поверхности теплоприемника; σ - постоянная Стефана - Больцмана; c_i - теплоемкость единицы площади теплоприемника ($i=1$) или экрана ($i=2, 3, \dots, n$); n - порядковый номер экрана, у которого амплитуда изменения $\frac{dT}{dt}$ является минимальной.

Уравнение (1) является результатом преобразования системы обыкновенных дифференциальных уравнений, характеризующих тепловой баланс теплоприемника и экранов при наличии предположения об отсутствии результирующего потока от n -го экрана к

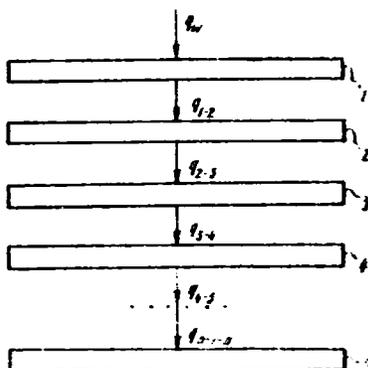


Рис.1. Схема, иллюстрирующая вид из уравнения 1.

следующему экрану или корпусу датчика. Действительно, в соответствии со схемой, представленной на рис. 1, отмеченная система уравнений имеет вид

$$\left\{ \begin{array}{l} q_w = \epsilon_{w1} \sigma T_1^4 + \frac{dT_1}{dT} + q_{1-2} \\ q_{1-2} = c_2 \frac{dT_2}{dT} + q_{2-3} \\ q_{2-3} = c_3 \frac{dT_3}{dT} + q_{3-4} \\ \dots \\ q_{n-1-n} = c_n \frac{dT_n}{dT} \end{array} \right. \quad (2)$$

где q_{i-1-i} — плотность результирующего теплового потока от $i-1$ -го экрана или теплоприемника к i -у экрану ($i=2,3,\dots,n$).

В результате почленного сложения уравнений системы (2) и получается уравнение (1), являющееся решением обратной задачи, в которой по известному следствию (температурам и их производным), выявленному с помощью температурных датчиков, определяется причина (внешний тепловой поток). При конструктивной реализации данного способа определения внешнего теплового потока встает вопрос о толщинах теплоприемников, а также о числе экранов. При измерении лучистых потоков сравнительно небольшой плотности, когда температура поверхности теплоприемника не превышает температуру разрушения материала, толщину теплоприемника и экранов нужно выбирать по возможности минимальной, например, 0,2–0,5 мм. При таких толщинах теплоприемника и экранов можно обеспечить достаточно точные замеры производных температур по времени. При замерах лучистых потоков большой плотности, когда теплоприемник и экраны под действием тепловых потоков по истечению какого-то времени могут начать разрушаться, толщины теплоприемника и экранов должны быть по возможности большой, чтобы увеличить время работы датчика до его разрушения. Но при этом толщина отмеченных элементов, особенно теплоприемника, не должна превышать величину, при которой появляются заметные перепады температур в самом теплоприемнике, поскольку в основу экспоненциального способа измерения тепловых потоков положено предположение об однородности температурного поля в пределах теплоприемника.

Для выявления приемлемого числа экранов проводились параметрические расчеты по определению зависимости погрешностей восстановления внешнего теплового потока от числа и величины тепловых связей между теплоприемниками. При этом решалась модельная задача, суть которой заключалась в следующем.

Для какой-то определенной конструкции датчика составляется достаточно полная математическая тепловая модель, включающая в себя систему алгебраических и обыкновенных дифференциальных уравнений, характеризующих тепловой баланс теплоприемника и экранов датчика. Задаваясь внешними тепловыми потоками, в том числе потоками на боковую и тыльную стороны датчика (по возможности близкими к реальным), для каждого элемента датчика с помощью математической модели рассчитываются температуры $T_j(r)$. Результаты расчета $T_j(r)$ использовались как входная информация для решения обратной задачи, сформулированной в виде уравнения (1). Сопоставляя восстановленные значения тепловых потоков с заданными, определялись погрешности восстановления теплового потока с помощью алгоритма (1). Результаты проведенных расчетов позволяют заключить следующее: если при конструктивной реализации данного способа определения плотности внешнего теплового потока удастся обеспечить такую установку теплоприемника и экранов в корпусе, при которой доля кондуктивного теплового потока между элементами не превысит 50% от величины лучистого теплового потока, а шаг между теплоприемниками не превысит величину, составляющую 0,05 от диаметра теплоприемника, то погрешность восстановления внешнего теплового потока даже при наличии лишь трех экранов со степенью черноты поверхности, не превосходящей величину 0,2, не превысит 2%, но при том условии, что температурная информация является абсолютно точной. Если погрешность определения температур не превысит 1%, то ожидаемая суммарная погрешность восстановления q_w не превысит 6%.

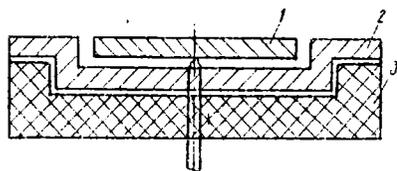


Рис.2. Принципиальная схема первого варианта конструктивного исполнения датчика с активным экраном.

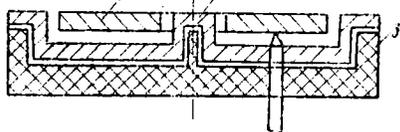


Рис.3. Принципиальная схема второго варианта конструктивного исполнения датчика с активным экраном.

За теплоприемником 1 (рис.2 и рис.3) устанавливается экран 2, большая часть поверхности которого облучается измеряемым лучистым потоком. Облучаемые внешней потоком части наружной поверхности экрана имеют такое же покрытие, что и наружная поверхность теплоприемника. Тыльная сторона экрана, а также те его части, которые затеняются теплоприемником, имеют покрытие с низким значением степени черноты. Толщина

экрана выбирается такой, чтобы приблизительно удовлетворялось равенство $c_2/F_2^* = c_1/F_1$, где c_1 и c_2 — теплоемкости соответственно теплоприемника и экрана, а F_1 и F_2^* — площади тепловоспринимающих поверхностей теплоприемника и экрана. При достаточно хорошей тепловой развязке между экраном и корпусом датчика, с одной стороны, и между теплоприемником и корпусом — с другой, результирующий тепловой поток между теплоприемником 1 и экраном 2 ожидается, судя по расчетам, небольшим из-за малости температурного перепада между теплоприемником и экраном. Покажем это, рассмотрев для простоты стационарный случай. Предположим также для простоты расчета, что температурное поле в пределах экрана однородное. При принятых предположениях система двух уравнений, характеризующих тепловой баланс теплоприемника и экрана, имеет вид

$$\begin{cases} q_{w1} = \epsilon_{w1} \sigma T_1^4 + \epsilon_{1-2} \sigma (T_1^4 - T_2^4), \\ q_{w2} = \epsilon_{w2} \sigma T_2^4 + \frac{F_1}{F_2^*} \epsilon_{1-2} \sigma (T_1^4 - T_2^4) + \frac{F_2}{F_2^*} q_{2-3}, \end{cases} \quad (3)$$

где q_{w1} и q_{w2} — плотности поглощенного теплоприемником и тепловоспринимающей поверхностью экрана лучистых потоков; ϵ_{1-2} — приведенная степень черноты теплоприемника и экрана; F_2 — площадь поверхности одной стороны экрана; q_{2-3} — результирующий тепловой поток от экрана в корпус 3 датчика.

Как известно,

$$\epsilon_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1}; \quad q_{w1} \approx q_{w2}.$$

F_2^* целесообразно принять равным F_1 , тогда $F_2/F_2^* \approx 2$. По оценкам, q_{2-3} , вероятнее всего, не будет превышать величину, составляющую 0,15 от q_{w1} .

Решая систему уравнений (3) с учетом приведенных выше замечаний, получаем следующее выражение для оценки результирующего потока излучения q_{1-2} между теплоприемником и экраном:

$$\bar{q}_{1-2} = \frac{q_{1-2}}{q_{w1}} = \frac{\epsilon_{1-2} \sigma (T_1^4 - T_2^4)}{q_{w1}} \leq \frac{0,3 \epsilon_{1-2}}{\epsilon_{w1} + 2 \epsilon_{1-2}}.$$

При $\epsilon_{w1} \approx 0,9$, $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0,2$ $\bar{q}_{1-2} \leq 0,0294$.

Таким образом, установка за теплоприемником экранов с температурными датчиками или экрана с внешней радиационной поверхностью позволит существенно повысить точность экспоненциального метода определения плотности лучистых потоков.

В.А.Пимкин, В.П.Колесник, А.К.Гнап, В.А.Подгорный
Харьковский авиационный институт

ОТРАЖАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ КРЕМНИЯ ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Если рассматривать бомбардированную ионами поверхность кремния, то можно заметить, что в облученной части наблюдается цветной оттенок. Видимый эффект проявляется вследствие того, что луч света рассеивается при падении на малые разориентированные зоны, образующиеся при внедрении высокоэнергетических частиц [1]. При детальном оптическом исследовании таких образцов нами обнаружена повышенная химическая активность поверхности, что выражалось, с одной стороны, в повышении температуры точки росы, с другой - в большей скорости травления бомбардированной части образца по сравнению с небомбардированной.

Изучались процессы отражения светового потока от поверхности кремния, бомбардированной ионами меди с энергией 2 кэВ и бора с энергией 100 кэВ (при изменении доз действующих частиц от 10^{14} кон·см⁻² до 10^{18} кон·см⁻²). Образцы, бомбардированные ионами бора, подвергались воздействию потоков ионов азота с $E = 600$ кэВ, $\Phi = 10^{15}$ кон·см⁻², алюминия ($E = 700$ кэВ, $\Phi = 10^{15}$ кон·см⁻²), аргона ($E = 1$ МэВ, $\Phi = 5 \times 10^{15}$ кон·см⁻², протоны ($E = 700$ кэВ, $\Phi = 5 \cdot 10^{15} - 5 \cdot 10^{16}$ ч·см⁻²) и гамма-квантами ($10^7 - 5 \cdot 10^8$ Р). Рассматривалось влияние процессов отжига на интенсивность отраженного светового потока.

Измерения велись с помощью устройства, состоящего из лазерного источника светового излучения, микронтерферометра и фоточувствительного приемника с регистрирующей аппаратурой.

Полное отражение от образца без учета интерференции и поглощения определяется [2]:

$$R_c = \frac{(n-1)^2}{n^2+1} \quad (1)$$

При учете поглощения в среде вводят коэффициент экстинкции (k)

$$R_c = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (2)$$

В формулах (1), (2) n - показатель преломления. Он обычно определяется из величины высокочастотной диэлектрической проницаемости

$$\epsilon = n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0 \omega_0^2} \quad (3)$$

здесь e , m - заряд и масса электрона, N - концентрация электронов.

$$N = 4N_0 \quad (4)$$

где N_0 - концентрация атомов полупроводника. Так как у каждого атома кремния имеется по четыре валентных электрона, то $N = 1,8 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$.

Для длин волн больших тел, что соответствует полосе поглощения

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (5)$$

где ω_0 - частота, на которой величина $2\pi k a$ имеет резкий максимум.

При наличии двух типов носителей в полупроводнике (дырок и электронов) для каждой длины волны можно записать соотношение

$$n = \frac{\lambda^2 e^2}{4\pi c^3 k, \epsilon_0} \left(\frac{N_p}{m_p^2 \mu_p} + \frac{N_n}{m_n^2 \mu_n} \right), \quad (6)$$

если

$$2k\omega = ck_1, \quad (7)$$

то

$$k_1 = \frac{2k\omega}{c},$$

$$n = \frac{\lambda^2 e^2}{8\pi^2 c^2 k \omega \epsilon_0} \left(\frac{N_p}{m_p^2 \mu_p} + \frac{N_n}{m_n^2 \mu_n} \right). \quad (8)$$

Здесь можно ввести обозначение для постоянного множителя

$$A = \frac{\lambda^2 e^2}{8\pi^2 c^2 \omega \epsilon_0}. \quad (9)$$

Тогда показатель преломления, с учетом изменяющейся дозы внедряющихся частиц, можно записать как

$$n(\varphi) = A \frac{1}{k} \left[\frac{N_p(\varphi)}{m_p^2 \mu_p} + \frac{N_n}{m_n^2 \mu_n} \right], \quad (10)$$

и полное отражение определяется формулой

$$R_c = \frac{[n(\varphi) - 1]^2 + k(\varphi)^2}{[n(\varphi) + 1]^2 + k(\varphi)^2}, \quad (11)$$

где $k(\varphi)$ - коэффициент экстинкции, зависящий от дозы бомбардирующихся частиц.

На образцах, бомбардированных ионами так, чтобы оставалась небомбардированная область при переходе из бомбардированной в небомбардированную часть образца наблюдается увеличение интенсивности отраженного света. Изменение интенсивности имеет сложный характер, что обусловлено неоднородным распределением электрически активных центров в пограничной области (см. рис. 1, кривая 1). Электрически активные центры изменяют свою концентрацию в связи с изгибом энергетических зон в кремнии под влиянием механических напряжений, возникающих за счет разности атомных радиусов и вследствие размещения внедренных атомов в междоузльных кристаллической решетки.

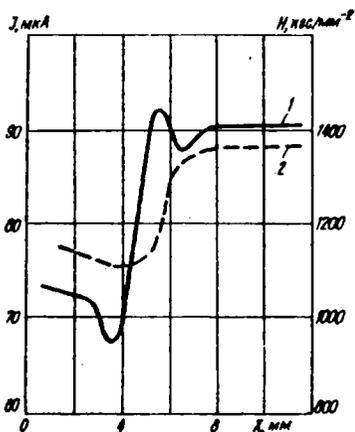


Рис.1. Изменение интенсивности отраженного света при неоднородном распределении электрически активных центров в пограничной области.

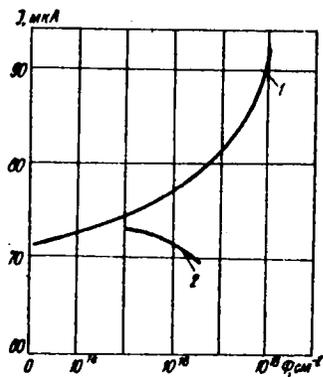


Рис.2. Изменение отражательной способности света при бомбардировке кремния, легированного ионами бора, протонами и потоками гамма-квантов.

Применение окрашивающих травителей для границы бомбардированная-небомбардированная область позволяет выявить механические напряжения в виде полос скольжения и рядов дислокационных ямок травления, параллельных границе. Распределение микротвердости (рис. 1, кривая 2) также свидетельствует от больших механических напряжениях в пограничной области. В связи с большой концентрацией вакансий, рядом с границей возникает геликоидальные дислокации [37].

При внедрении ионов бора с энергией 100 кэВ и повышением дозы от 10^{14} до 10^{18} ион·см⁻² наблюдается увеличение интенсивности отраженного светового потока. Это можно объяснить не только увеличением концентрации разупорядоченных областей, но и повышением концентрации электрически активных центров. Бор формирует в кремнии р-центры, как элемент третьей группы, а за счет энергии внедрения образуются парные дефекты типа Френкеля. Все эти эффекты ведут к увеличению показателя преломления, который определяет величину коэффициента отражения - формула (11).

Отжиг кремния, бомбардированного ионами бора и алюминия незначительно изменяет их отражательную способность, хотя концентрация электрически активных центров при этом увеличивается больше, чем на 40-60%. Это позволяет предположить влияние конкурирующих факторов: 1) отжиг областей разупорядочения, которые вызывают диффузионное рассеяние и 2) увеличение концентрации электрически активных центров, вследствие перераспределения в узлы решетки внедренного бора.

Бомбардировка кремния, легированного ионами бора, ионами азота не вызывает изменения интенсивности светового потока (или изменения лежат в пределах ошибки измерений). Это находится в некотором противоречии с результатами работ, где утверждается, что азот является электрически активным центром при ионном легировании.

При ионной бомбардировке кремния, окиси кремния, силикатов наблюдались как процессы разупорядочения, так и формирование новых фаз. Так, с помощью электронной микроскопии в окиси кремния наблюдалось образование кристаллов кремния. Эти процессы ведут к изменению электрических и оптических характеристик исследованных материалов.

Бомбардировка кремния, легированного ионами бора, протонами и потоками гамма-квантов снижает отражательную способность (рис. 2), что позволяет предположить наличие процессов радиационного отжига введенных ранее радиационных дефектов и разупорядоченных зон.

1. Родес Р.Г. Невершенства и активные центры в полупроводниках. - М.: Металлургия, 1968. - 372 с.
2. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. - М.: Мир, 1973. - 456 с.
3. Гнал А.К., Васютин А.А., Дубровин Б.В. и др. Радиационные повреждения кремния при ионном легировании. - В кн.: Физико-технологические вопросы кибернетики. - Киев: Изд. ИК АН УССР, 1973, с.62-77.

УДК 535.341; 535.361.1

Е.С.Смолинский, В.С.Дверняков, В.В.Новикова, И.И.Качурки
Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЕМНОЙ ПЛОТНОСТИ ПРОДУКТОВ РАЗРУШЕНИЯ ПО ОСЛАБЛЕНИЮ ПАДАЮЩЕГО ПОТОКА

При рассмотрении вопроса о передаче световой энергии необходимо учитывать характеристики как источника приемника, так и промежуточной среды. Следует заметить, что при интенсивных потоках излучения приемная поверхность облучаемого вещества претерпевает различные изменения вплоть до полного разрушения [1]. Продукты последнего существенно изменяют оптико-физические свойства промежуточной среды, а также характеристики данного поля излучения [2]. Для определения создаваемой вследствие этого ситуации взаимодействия необходимо решать уравнение сохранения световой энергии в двухфазной (газ - твердые частицы) ограниченной среде с учетом многократных процессов рассеяния и спектроскопических свойств продуктов разрушения.

Рассеяние часто сопровождается поглощением, которое преобладает в таких веществах, как уголь и черная сажа. Как рассеяние, так и поглощение изымают энергию из пронизывающей среду светового потока и поток затухает. Это затухание, называемое ослаблением или экстинкцией, об-

наруживается, когда мы смотрим прямо на источник света [3 - 5]. Радиационный поток, проходящий через рассеивающую среду, описывается уравнением переноса [6, 7], которое в общем случае изотропного рассеяния и с учетом поляризационных свойств представляет собой систему интегро-дифференциальных уравнений. В случае изотропного рассеяния, а также без учета поляризации, уравнение переноса имеет более простой вид:

$$dJ(\mu) = -(\alpha + \sigma)J(\mu) dl + \frac{\sigma dl}{4\pi} \int_{4\pi} f(\mu, \mu')J(\mu')d\mu', \quad (1)$$

где J - интенсивность излучения; dl - путь, пройденный излучением; α - показатель поглощения; σ - показатель рассеяния; $\alpha + \sigma = k$ - коэффициент экстинкции; $f(\mu, \mu')$ - индикатриса рассеяния; μ - углы, характеризующие направление рассеянного элементарным объемом излучения; μ' - углы, характеризующие падающее на элементарный объем со всех сторон излучение.

При решении практических задач (теплообмена вследствие переноса излучения, тепловой и световой защиты и автозащиты), вопрос определения пропускания или ослабления излучения является одним из главных. Экспериментально ослабление для квазистационарного состояния среды [4, 8] определяется из соотношения

$$k = \frac{1}{L} \ln \frac{\Phi_0}{\Phi}, \quad (2)$$

где Φ_0 - падающий на среду световой поток; Φ - световой поток, прошедший через среду путь - L . (Величина k называется коэффициентом экстинкции). Однако состояние среды с достаточно большими (ограничительными) размерами имеет флуктуационный, а не стационарный во времени характер, и поэтому его можно описывать только усредненными параметрами. В таких случаях следует производить измерения пропускания или ослабления в зависимости от усредненной объемной плотности частиц в среде ρ_v , а не от постоянной длины пути L . На основании такого подхода получено выражение (6) для коэффициента ослабления через объемную плотность среды, однако, определить эту величину непосредственно в реальных условиях весьма трудно. Поэтому измерения проводили в идеальных лабораторных условиях, которые затем, с определенным приближением, были распространены на некоторые реальные частные случаи.

Исследования проводились на образцах, приготовленных путем напыления на стекла продуктов сгорания материала Т (тефлон). Стандартные кюветные плоские стекла тщательно промывались, высушивались и взвешивались на аналитических весах высокой точности. Затем на подготовленные стекла напылялись в восходящем потоке продукты разрушения материала Т, причем стекла располагались в той части потока, где пространственная

однородность его была наибольшей. Небольшими плавными перемещениями стекла в горизонтальной плоскости достигалась равномерность осажденных продуктов. Полученные таким образом образцы опять взвешивались на указанных весах для определения массы этих продуктов. Их прямое пропускание измерялось с помощью спектроэкстинктиметра поляризационного СЭИ-1 при выключенных четверть-волновой и поляризационной системах.

На рис. 1 дана схема экспериментальной установки. Прибор состоит из трех основных частей: осветителя I, диспергирующей системы II и измерительной системы III. Световой поток от источника света фокусируется на входную щель 6 диспергирующей системы. Из выходной щели 10 монохро-

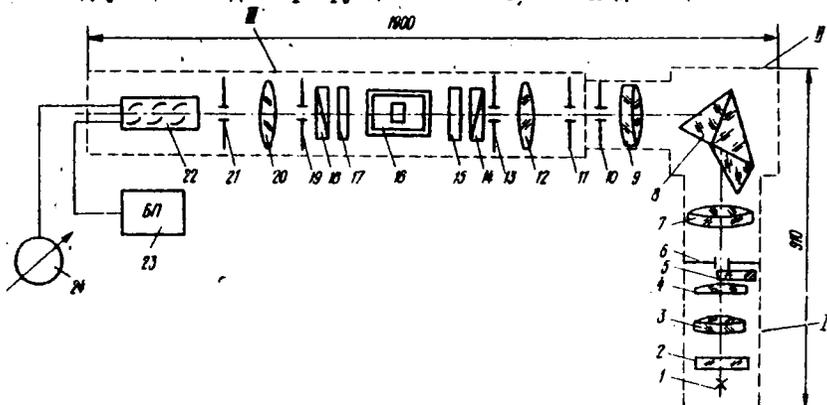


Рис. 1. Схема экспериментальной установки; 1 - лампа накаливания; 2 - защитное стекло; 3, 4 - объективы осветителя; 5 - призма сравнения; 6 - входная щель монохроматора; 7 - объектив коллиматора; 8 - диспергирующая призма; 9 - объектив зрительной трубы; 10 - выходная щель монохроматора; 11 - точечная диафрагма; 12, 20 - прищельные диафрагмы; 13, 19 - входная и выходная щели измерительной системы; 14, 18 - поляризатор и анализатор; 15, 17 - пластинки толщиной $\lambda/4$; 16 - кюветная камера; 21 - выходная точечная диафрагма; 22 - фотоумножитель; 23 - блок стабилизированного питания ФЭУ; 24 - регистрирующий прибор.

матический пучок попадает на входную диафрагму 11 измерительной системы. Эта точечная диафрагма располагается в фокусе объектива 12. Между объективами 12 и 20 в пучке параллельных лучей располагаются на специальной каретке кюветной камеры кюветы с исследуемыми образцами. Пршедший пучок попадает в анализирующую часть системы и, в конечном итоге, на приемник излучения. Чтобы не учитывать собственное пропускание стеклянной подложки, на каретке прибора устанавливались одновременно две кюветы. В одной из них было помещено чистое стекло, а в другой - стекло, покрытое слоем продуктов разрушения. Эти стекла идентичны по своим оп-

тическим свойствам. Каретка может занимать два фиксированных положения. Первое соответствует прохождению параллельного пучка лучей через чистую стеклянную подложку, а значение сигнала приемника в это время на гальванометре — N_0 . Второе положение каретки соответствует прохождению пучка через напыленный образец и сигналу приемника на гальванометре N . Показания гальванометра N_0 и N пропорциональны соответственно падающему на образец потоку Φ_0 и прошедшему через образец — Φ . Согласно выражению (2), получим соотношение для определения коэффициента экстинкции цилиндрического объема, заключенного в цилиндре с диаметром, равным диаметру пучка, и длиной L :

$$k = \frac{1}{L} \ln \frac{N_0}{N}. \quad (3)$$

Отношение массы осажденных продуктов разрушения M на стеклянной подложке к ее площади S соответствует плотности частиц на единицу площади

$$\rho_S = \frac{M}{S}. \quad (4)$$

Соответственно объемную плотность частиц можно выразить как

$$\rho_V = \frac{M}{SL}. \quad (5)$$

Учитывая (4) и (5), получаем соотношение для определения коэффициента экстинкции

$$k = \frac{\rho_V}{\rho_S} \ln \frac{N_0}{N}. \quad (6)$$

Измерения проводились в монохроматическом излучении в области 400 — 600 нм на образцах, напыленных с различной поверхностной плотностью ρ_S . Особенностью предложенной методики определения коэффициента экстинкции является то, что при известном приближении для определенного типа сред (газ — сажистое вещество) при температурах до 673 К, задавая нужными параметрами уравнения (6), можно определять необходимую на практике объемную плотность частиц ρ_V , а задавая значение последней, можно варьировать в нужных пределах величину k .

Экспериментальные результаты по определению численных значений описанных параметров приведены в таблице. Последняя дает объемную количественную информацию о характеристиках k , τ , λ , L , ρ_S , ρ_V , M данного светорассеивающего ограниченного слоя. Следует отметить, что такие данные можно получить в лабораторных условиях при наличии высокоразрешающей специальной аппаратуры. Реализовать же эту экспериментальную ситуацию в реальных условиях при воздействии мощных искусственных или концентрированных солнечных потоков на поверхность различных материалов в водном, наземном или космическом пространстве.

	Образец № 1		Образец № 2		Образец № 3	
	$m = 2,6 \times 10^{-6}$ кг; $S = 0,0106$ м ² ; $\rho = 2,45 \times 10^{-4}$ кгс/м ² $\rho_v = 2,45 \times 10^{-5}$ кгс/м ³ , при $L = 1$		$m = 10^{-6}$ кг; $S = 0,0106$ м ² ; $\rho_s = 0,94 \times 10^{-4}$ кгс/м ² ; $\rho_v = 0,94 \times 10^{-5}$ кгс/м ³ , при $L = 1$		$m = 8 \times 10^{-7}$ кг; $S = 0,0106$ м ² ; $\rho_s = 7,53 \times 10^{-5}$ кгс/м ² $\rho_v = 7,53 \times 10^{-6}$ кгс/м ³ , при $L = 1$	
	$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\Phi}{\Phi_0}$	$k = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi}$	$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\Phi}{\Phi_0}$	$k = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi}$	$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\Phi}{\Phi_0}$	$k = \ln \frac{\Phi_0}{\Phi}$
400			0,130	2,040	0,200	1,606
420	0,039	3,405	0,135	2,000	0,205	1,580
440	0,036	3,320	0,145	1,895	0,230	1,468
460	0,039	3,240	0,165	1,800	0,275	1,290
480	0,049	3,030	0,185	1,688	0,320	1,140
500	0,053	2,930	0,205	1,585	0,360	1,020
520	0,080	2,520	0,225	1,492	0,380	0,965
540	0,094	2,360	0,242	1,420	0,405	0,900
560	0,116	2,145	0,260	1,350	0,430	0,840
580	0,136	1,990	0,283	1,260	0,460	0,770
600	0,153	1,840	0,316	1,160	0,520	0,650
620	0,184	1,690	0,355	1,035	0,570	0,560

задача не из легких, а порой даже не разрешимая. Однако в оптике свето-рассеивающих сред при решении прямой или обратной задач иногда достаточно значение одной или нескольких характеристик поля излучения или среды.

В настоящей работе ставится следующая задача: как и каким образом можно определить ослабляющие интегральный световой поток за счет образовавшихся продуктов разрушения вследствие лучистого нагрева материала? Одной из таких характеристик является объемная плотность ρ_v . На основании экспериментальных результатов, полученных на СЭП-1, рассчитан спектральный коэффициент пропускания τ_λ для исследуемого образца по формуле

$$\tau_\lambda = \frac{\Phi_\lambda}{\Phi_{0,\lambda}}, \quad (7)$$

где Φ_λ — поток излучения с длиной волны λ , прошедший через образец; $\Phi_{0,\lambda}$ — поток излучения с длиной волны λ , падающий на образец.

Коэффициент пропускания интегрального потока для образца определяется из следующего выражения:

$$T = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{0,\lambda} \tau_\lambda d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{0,\lambda} d\lambda}. \quad (8)$$

Интегрирование ведется в пределах двух граничных значений λ_1 и λ_2 , обусловленных следующим условием:

$$T_{\Delta\lambda} = \varphi(\lambda) \psi(\lambda) \tau_p(\lambda), \quad (9)$$

где $T_{\Delta\lambda}$ — коэффициент пропускания интегрального потока для области длин волн $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$, в которой ведется интегрирование; $\varphi(\lambda)$ — спектральная характеристика источника излучения; $\psi(\lambda)$ — спектральная чувствительность приемника излучения; $\tau_p(\lambda)$ — спектральное пропускание измерительного прибора, зависящее от его оптических деталей. При экспериментальных измерениях спектрального коэффициента пропускания одним из важных условий являлось

$$\varphi_{\Delta\lambda} = N_0 = const, \quad (10)$$

где i нумерует заданный набор длин волн. Это достигалось с помощью входной щели диспергирующей системы спектро-экстинциметра СЭП-1. Таким образом

$$T_{\Delta\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} N_0 \tau_p(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} N_0 d\lambda} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_p(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda}. \quad (11)$$

Для получения численных значений коэффициента пропускания $T_{\Delta\lambda}$ интегрального потока необходимо проинтегрировать функцию

$$\tau(\lambda) = \frac{\varphi_{\Delta\lambda}}{\varphi_{\Delta\lambda}} = \frac{N_{\lambda}}{N_{\Delta\lambda}}. \quad (12)$$

в интервале $\Delta\lambda$. Поскольку получение результатов методом математических вычислений представляется громоздким, то методом графического интегрирования были получены значения $T_{\Delta\lambda}$ для одной и той же ослабляющей среды при ее различной объемной плотности (рис. 2).

В результате проведенных исследований получена зависимость $T_{\Delta\lambda} = f(\rho_v)$. На рис. 3 представлен график, который для данного класса продуктов разрушения является как бы калибровочным по определению обратной функции $\rho_v = f(T_{\Delta\lambda})$. Из полученных данных можно сделать предположение, что для различных классов продуктов разрушения, отличающихся между собой спектральными или другими влияющими на этот процесс характеристиками, должны быть свои калибровочные кривые, присущие только им в определенных физических условиях.

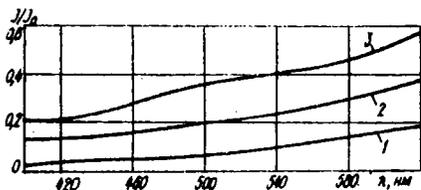


Рис.2. Спектральное распределение пропускания при различной объемной плотности продуктов разрушения материала Т:

1 - для $\rho_v = 2,45 \times 10^{-5}$ кг/м³, при $\Delta = 1$; 2 - для $\rho_v = 0,94 \times 10^{-5}$ кг/м³, при $\Delta = 1$; 3 - для $\rho_v = 7,53 \times 10^{-6}$ кг/м³, при $\Delta = 1$.

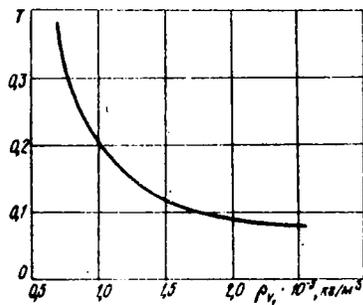


Рис.3. Калибровочный график взаимосвязи пропускания T/Δ и объемной плотности ρ_v продуктов разрушения для материала Т.

Предложенная методика определения объемной плотности продуктов разрушения по ослаблению падающего потока и полученные при этом экспериментальные результаты могут иметь практический и научный интерес при решении вопросов тепловой и радиационной защиты и автоточащиты, а также прямой и обратной задач оптики светорассеивающих сред.

Основные источники погрешностей и пределы измерений. Погрешность зависит от величины частиц исследуемой среды и параметров оптической системы самой измерительной установки СЭП-1. Ее можно определить из следующего выражения:

$$\frac{\beta}{\chi} \cdot 100\% = \xi, \quad (13)$$

где $\beta = \frac{D}{f}$; D - диаметр точечной диафрагмы, находящейся перед приемником и размещенной от второго объектива на его фокусном расстоянии f ; $\chi = 1,22 \frac{\lambda}{d}$ - угол дифракции; λ - длина волны, дифрагирующей на частицах; d - диаметр частицы. Тогда

$$\xi = \frac{D \cdot d \cdot 100}{1,22 \cdot f \cdot \lambda} = \frac{0,5 \text{ мм} \cdot 10 \text{ мкм} \cdot 100\%}{1,22 \cdot 500 \text{ мм} \cdot (400 \div 1000) \text{ нм}} = (1,0 \div 0,69)\%.$$

Предварительно измерения поглощения α продуктов разрушения материала T_{e1} проводились с помощью высокотемпературного интегрального фотометра в температурном интервале 290–673 К при $\lambda_1 - \lambda_2 = 400 \pm 800$ нм. В этом случае поглощение изменялось от 86 до 92%.

1. Дверняков В.С. Кинетика высокотемпературного разрушения материалов. - Киев: Наук. думка, 1981. - 162 с.
2. Андрулевич В.И., Азерико К.С. Расчет лучистого теплообмена в цилиндрических камерах с учетом процессов рассеяния. - В кн.: Материалы VI Всесоюзной конференции по теплообмену, 1980, т.2, с.112-121.
3. Ван-де-Уинст Г. Рассеяние света малыми частицами. - М.: Изд-во иностран. лит., 1961. - 536 с.
4. Розенберг Г.В., Лобовцова Ю.С. Экспериментальный метод учета влияния ореола при измерениях коэффициента экстинкции и рассеяния. - Физика атмосферы и океана, 1967, 3, № 2, с.172-180.
5. Иванов А.П., Шербак И.Д. Влияние угловой расходимости в пучке света на его проникновение в рассеивающую среду. - Физика атмосферы и океана, 1966, 2, № 3, с.89-93.
6. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. - Минск: Наука и техника, 1969. - 592 с.
7. Розенберг Г.В. Физические основы спектроскопии светорассеивающих веществ. - Усп. физ. наук, 1967, 91, вып.4, с.569-607.
8. Бутер П. Оптический трактат о градации света. - М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1950. - 479 с.

УДК 533.6.011.55:536.244

Ф.Б.Юревич

Институт тепло- и массообмена им.А.В.Лыкова АН БССР, Минск

ЭКРАНИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ НЕВЯЗКОЙ ЧАСТИ СЖАТОГО СЛОИ ДВУХФАЗНЫМИ ПРОДУКТАМИ РАЗРУШЕНИЯ ГРАФИТА

Для защиты поверхностей от аэродинамического нагрева наибольшее распространение нашел метод тепловой защиты с использованием разрушающихся покрытий. Одна из наиболее трудных задач при изучении взаимодействия гиперзвукового потока с разрушающейся поверхностью связана с ослаблением лучистой составляющей тelloвого потока. Значительную часть лучистой энергии можно экранировать газообразными продуктами разрушения теплозащитных материалов, что показано, например, в [1 - 9]. Эффективность экранирования излучения вдувом может быть существенно повышена, если использовать двухфазный охладитель.

В работах [11 - 16], посвященных исследованию разрушения теплозащитных материалов в высокотемпературных газовых потоках, установлено, что значительная часть уносимой массы вдувается в приотеч-

ный слой в виде микрочастиц, оптические свойства которых резко отличаются от оптических свойств газообразных компонент продуктов разрушения. Из-за этого на микрочастицах, представляющих собой оптические неоднородности, будет происходить рассеяние лучистой энергии. В результате в пристеночной области получается неоднородная поглощающая, излучающая и рассеивающая среда.

Рассмотрим обтекание осесимметричного графитового тела с радиусом затупления $R = 1$ м гиперзвуковым потоком воздуха со скоростью $v_\infty = 18$ км/с, давлением за ударной волной $p = 10^5$ Па и отношением плотностей $\rho_\infty / \rho_0 = 2,54 \cdot 10^{-4}$. Выбор графита обусловлен перспективностью использования его в качестве теплозащитного покрытия при интенсивном лучисто-конвективном нагреве [12, 15].

Ограничимся сублимационным режимом разрушения графита, когда конечными продуктами разрушения является C , C_2 , C_3 и микрочастицы различного фракционного состава, которые, как показано в [12, 13], могут составлять до 60% от общей скорости уноса массы.

К сожалению, механизм эрозии графита, определяющий фракционный состав частиц, до настоящего времени изучен недостаточно. В работе [17] отмечается, что по виду поверхности графита после испытаний можно предположить, что размер уносимых частиц в основной массе очень мал и их нельзя зафиксировать с помощью кино съемки. Для описания распределения частиц по размерам выбрана нормированная функция в виде гамма-распределения.

$$f(r) = Ar^b \exp \left[-\beta \left(\frac{r}{r_0} \right) \right] \quad (1)$$

с начальным радиусом микрочастиц $r_n = 0,01$ мкм и конечным радиусом $r_k = 1,0$ мкм. В этом уравнении коэффициент A является нормировочным множителем, r_0 — называется модальным радиусом частиц, r — радиус частиц. Параметр β характеризует относительную полуширину функции распределения. Он связан с полушириной распределения следующим соотношением:

$$\beta = 2,48 r_0 / \sqrt{\beta}. \quad (2)$$

Принятая функция распределения частиц по размерам представляет собой асимметричную кривую с более пологим ходом со стороны крупных частиц и позволяет описать практически любое реальное распределение частиц по размерам. Двух и более вершинные распределения можно описать суммой функций данного вида.

Поскольку углерод является сравнительно легким веществом, а

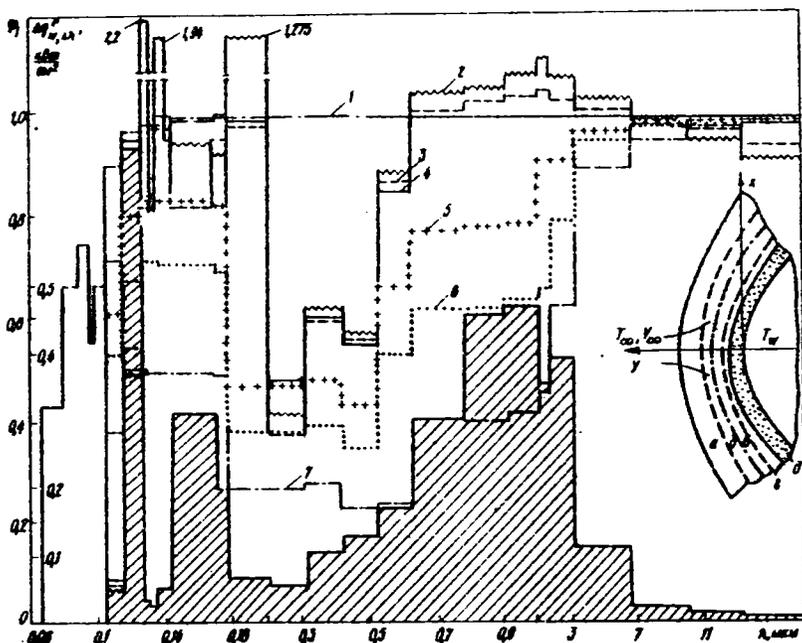


Рис.1. Зависимость подводимого к слое паров радиационного теплового потока (затрихованная область) и коэффициентов акранировки от длины волны:
 1 - непроницаемая поверхность, 2 - внешняя граница зоны смешения, 3 - точка встречи потоков, 4 - внешняя граница зоны паров, 5 - внешняя граница двухфазного слоя с 5% частиц, 6 - внешняя граница двухфазного слоя с 10% частиц, 7 - внешняя граница, двухфазного слоя с 20% частиц от унесенной массы графита; а - невязкая область скатого слоя; б - высокотемпературная область зоны смешения; в - низкотемпературная область зоны смешения; г - зона паров; д - двухфазная область.

микрочастицы - малыми, то, как показали оценки, они хорошо следят за скоростью движения газообразных продуктов разрушения графита. Кроме того, из-за небольших размеров частиц и их малой концентрации, их присутствие слабо отразится на характере обтекания, термодинамических и переносных свойствах газа, так как частицы будут занимать незначительный объем. Это позволяет описать течение в окрестности линии торможения с помощью асимптотического приближения уравнений Навье - Стокса для однофазного газа [4, 10] и использовать профили необходимых величин, полученные в расчетах скатого слоя при вдуве незапыленных паров углерода [8, 9]. В системе координат, приведенной на рис.1, уравнения сохранения записываются в следующем виде:

уравнение неразрывности

$$2\rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) = 0; \quad (3)$$

уравнение сохранения импульса

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \rho v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \right], \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial y} = 0, \quad (5)$$

уравнение энергии

$$\rho v \frac{\partial H}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} \left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_j J_j H_j + q^{\rho} \right); \quad (6)$$

уравнение сохранения массы химических элементов

$$\rho v \frac{\partial \alpha_k}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} \left(\sum_j J_{kj} J_j \right). \quad (7)$$

Суммирование в уравнениях (6) и (7) проводится по всем учитываемым химическим компонентам газа в сжатом слое. Индекс k в (7) обозначает имеющиеся в смеси химические элементы k, σ, c .

В качестве граничных условий на скачке используются соотношения Рэнкина - Гигонно, а на разрушающейся поверхности задаются условия прилипания, неразрывности потока массы, равенства температуры газа и стенки и баланса массы химических элементов [8 - 10].

Для расчета радиационного теплообмена, с учетом рассеяния, систему уравнений (3) - (7) необходимо дополнить интегродифференциальным уравнением переноса излучения в следующем виде [18]:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial J_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \mu)}{\partial \tau_{\lambda}} = & -J_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \mu) + \frac{S c_{\lambda}}{2} \int_{-1}^1 J_{\lambda}(\tau_{\lambda}, \mu') \rho(\mu, \mu') d\mu' + \\ & + (1 - S c_{\lambda}) J_{\text{в.л.}}(\tau_{\lambda}). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь $\mu = \cos \theta$, $S c_{\lambda} = \frac{K_{\lambda}''}{K_{\lambda}}$ - критерий Шустера, $\tau_{\lambda} = \int_0^y \kappa dy$ - оптическая толщина.

Уравнение переноса излучения в пренебрежении рассеянием на микрочастицах значительно упрощается:

$$\mu \frac{\partial J_{\lambda}}{\partial y} = K_{\lambda}'' (J_{\delta, \lambda} - J_{\lambda}). \quad (9)$$

Для окрестности точки торможения радиационный тепловой поток как с учетом рассеяния, так и без него рассчитывается в приближении локально-одномерного бесконечного плоского слоя, когда считается, что все физические характеристики являются функциями только одного параметра - расстояния от стенки y (см. рис. 1), или координаты растягивающей профили параметров в пристеночной области

$$\eta = \int_0^y \rho dy' / \int_0^{y_0} \rho dy'$$

или оптической толщины $\tau_{\lambda} = \int_0^y K_{\lambda} dy$.

При проведении расчетов без конденсированной фазы весь рассматриваемый спектральный диапазон $\lambda = 0,05 \div 40$ мкм разбивался на 96 участков, в каждом из которых коэффициенты поглощения оптического спектра заменялись средними. Индивидуально учитывалось 140 интенсивных мультиплетов атомов и ионов азота, кислорода и углерода. Методика вычисления радиационных тепловых потоков подробно описана в [10].

Главная трудность расчета радиационного теплообмена, с учетом рассеяния, состоит в методе решения интегродифференциального уравнения (8). В настоящей работе применяется метод решения этого уравнения, основанный на использовании приближения $N \cdot I$ двойных сферических гармоник, в результате чего интегродифференциальное уравнение преобразовывается в следующую систему обыкновенных дифференциальных уравнений четвертого порядка [19]:

$$\frac{dq_{\lambda}^p}{d\tau_{\lambda}} = \frac{1}{\delta} A_7 I_2(\tau_{\lambda}) + K_{\lambda} (1 - \epsilon_{\lambda}) J_{\delta, \lambda}, \quad \frac{de_1(\tau_{\lambda})}{d\tau_{\lambda}} = -2A_2 e_3(\tau_{\lambda}),$$

$$\frac{de_2(\tau_{\lambda})}{d\tau_{\lambda}} = 2q_{\lambda}^p(\tau_{\lambda})(3A_7 - A_8) + \frac{1}{2} e_1(\tau_{\lambda})(A_6 - A_5),$$

$$\frac{de_3(\tau_{\lambda})}{d\tau_{\lambda}} = 2q_{\lambda}^p(\tau_{\lambda})(3A_7 - A_8) + \frac{1}{2} e_1(\tau_{\lambda}). \quad (10)$$

Здесь e_1 , e_2 , e_3 - составляющие потока излучения. Коэффициенты A_i зависят от индикатрисы рассеяния и параметра Шустера $S_{\beta,1}$ [19].

В качестве граничных условий на внешней границе двухфазного слоя $r_{\lambda} = r_{\lambda 0}$ задана интенсивность излучения J_{λ}^p , поступающая из невязкой части сжатого слоя. На разрушающейся поверхности $r_{\lambda} = 0$ задана интенсивность излучения абсолютно черного тела при температуре поверхности $T_w = 4120$ К. Тогда граничные условия для замыкания системы (II) имеют вид [19]:

$$r = r_0 \quad 4q_{\lambda}^p - e_1 - 2e_3 = 0,$$

$$e_1 - 12q_{\lambda}^p - 2e_2 = -16\pi(J_{\beta,\lambda} + J_{\lambda 0}), \quad r=0 \quad 4q_{\lambda}^p - e_1 + 2e_3 = 0,$$

$$e_1 - 12q_{\lambda}^p + 2e_2 = 16\pi J_{\beta,\lambda}. \quad (II)$$

Здесь $J_{\lambda 0}$ - интенсивность падающего на двухфазный слой излучения.

Решение системы уравнений (10) с граничными условиями (II) сводилось к решению задачи Коши [21], которая решалась модифицированным методом Хемминга предиктор - корректор.

При счете весь спектральный диапазон был разбит на 23 интервала разной величины, в каждом из которых оптические константы заменялись средними. Расчет оптических свойств полидисперсных частиц проводился в рамках однократного рассеяния на основании теории Ми по методике, описанной в [20, 22, 23]. Комплексный показатель преломления для углеродистых частиц был взят из [24]. Поскольку $J_{\beta 0} = \int_0^{\pi} J_{\beta}(\theta) \sin^2 \theta d\theta$, а интенсивность зависит от полярного угла θ , в качестве узлов выбраны углы: $\theta = 27,5$ град; $\theta_2 = 60$ град и $\theta_3 = 83,5$ град.

В зависимости от распределения физических параметров, всю область течения в сжатом слое при интенсивном вдуве можно разделить на несколько характерных зон. Высокотемпературная невязкая область (а), расположенная сразу за ударной волной (см.рис.1) в которой присутствуют ионизованные компоненты газов набегающего потока. В зоне смешения (б) (см.рис.1 и 2,б,в), представляющей собой отнесенный продуктами разрушения пограничный слой, имеют место значительные градиенты концентрации химических элементов. В этой области происходит наиболее быстрое изменение термодинамических, переносных и оптических свойств газовой смеси. В ней находится точка встречи

руется. Так, если для рассматриваемых условий обтекания в случае непронцаемой поверхности величина интегрального радиационного теплового потока $q_{н0}^{р}$ - 6,9 кВт/см² и конвективного - $q_{н}^к = 2,1$ кВт/см², то при установившемся режиме разрушения (массовая скорость уноса газообразных продуктов разрушения $\rho_{н} v_{н} = 0,83$ кгс/м² с или $\rho_{н} v_{н} / \rho_{\infty} v_{\infty} = 0,14$) $q_{н}^{р}$ = 4,44 кВт/см², а $q_{н}^к = 0$. Это указывает на то, что микрочастицы не будут существенно влиять на конвективный теплообмен, а будут участвовать только в переносе лучистой энергии.

В области вакуумного ультрафиолета (0,05 - 0,106 мкм) поглощение лучистой энергии газообразными продуктами настолько велико, что оно полностью экранируется, не достигая поверхности. Это хорошо видно из рис.1, на котором приведены значения радиационных тепловых потоков к разрушающейся поверхности для рассматриваемых спектральных интервалов $\Delta q_{н, \Delta \lambda}^{р}$ (заштрихованная область). Вклад спектральных линий атомов и ионов включен в эти интервалы. Следует ожидать, что в спектральном диапазоне $\lambda < 0,105$ мкм лучистая энергия не будет ослабляться частицами.

Как отмечалось в [8 - 10] и² подтверждается ходом изменения $\Delta q_{н, \Delta \lambda}^{р}$, в интервале длин волн $0,105 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,2$ мкм, важным с точки зрения аэродинамического лучистого нагрева, так как в этой области спектра поступает к проникаемой поверхности 41,4% лучистой энергии, газообразные продукты разрушения в слое паров являются прозрачными для излучения. На это указывает характер изменения коэффициента экранировки $\psi_i = \Delta q_{н, \Delta \lambda}^{р} / \Delta q_{i, \Delta \lambda}^{р}$. Здесь индекс *i* указывает на значение радиационного теплового потока на внешней границе зоны смещения (кривая 2), рис.1 на линии встречи потоков (кривая 3), на внешней границе слоя паров (кривая 4), и на внешней границе двухфазного слоя (кривые 5 - 7). Из рис.1 (кривые 2, 3) можно видеть, что поглощена газообразными продуктами в этом спектральном диапазоне приходится только на область зоны смещения, протяженность которой для рассматриваемого случая составляет приблизительно 5,4 мм.

Область излучения в диапазоне волн $0,2 \leq \lambda \leq 0,62$ мкм частично экранируется газообразными продуктами разрушения преимущественно за счет электронно-колебательных систем полос молекул C_2 и C_3 в слое паров (см.рис.1, кривая 4). Однако в этой области спектра заключено только 10,8% лучистой энергии, поступающей к поверхности. Поглощение в газе осложняет расчет индикатрисы рассеяния, поэтому в этом спектральном интервале сначала учитывалось поглощение парами углерода, а затем оценивалось ослабление прошедшего излучения на конденсированных частицах, считая, что газ прозрачен.

Для более детального рассмотрения переноса излучения по толщине сажего газообразного слоя на рис.1 приведены зависимости, показывающие ослабление или высвечивание лучистой энергии в высокотемпературной части зоны смешения δ' (разница между кривыми 2 и 3) и низкотемпературной его области δ (разница между кривыми 3 и 4).

Для длинноволновой области спектра при $\lambda > 0,62$ мкм слой паров является полностью прозрачным для излучения. В зоне смешения при $0,62 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 6,6$ мкм наблюдается, однако, некоторое высвечивание, а при $\lambda > 6,6$ мкм – ослабление лучистой энергии (кривые 2, 3).

Таким образом, для рассматриваемых условий обтекания молекулярный подслои является практически прозрачным для переноса излучения во всем рассматриваемом спектральном диапазоне, что существенно облегчает расчет лучистых тепловых потоков с учетом рассеяния излучения.

Спектральный характер ослабления излучения слоем микрочастиц толщиной 4 мм с функцией распределения в виде (I) при $r_0 = 0,1$ мкм и $b = 4$ в зависимости от их концентрации можно проследить по кривым 5 рис.1 (5% частиц от $\rho_w v_w$), 6(10%) и 7(20%). Расчетами установлено, что вдув в сжатый слой двухфазной системы в виде смеси пары углерода и 1% микрочастиц от общей скорости уноса массы,

т.е. с их объемной концентрацией $c_p = 0,015 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{м}^3$ снижает величину падающего на двухфазный слой интегрального радиационного теплового потока на 4,1%. Соответственно вдув 5% частиц от $\rho_w v_w$ снижает $q_c^{\text{ра}}$ на 16,3%, вдув 10% частиц от $\rho_w v_w$ – на 30,9%, а вдув 20% частиц от $\rho_w v_w$ – на 51%.

Уменьшение радиационного теплового потока при увеличении концентрации микрочастиц в пристеночной области сажего слоя можно проследить по рис.3. Видно, что только за счет вдува газообразных продуктов разрушения ($c_p = 0$) радиационный тепловой поток к стенке снижается на 35,5%. Далее, при увеличении объемной концентрации частиц ($c_p > 0$) возникает заметное ослабление радиационного теплового потока микрочастицами.

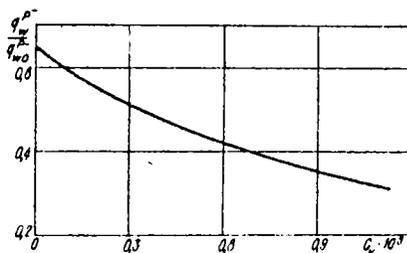


Рис.3. Ослабление излучения в двухфазном слое в зависимости от объемной концентрации микрочастиц. $\delta = 4$, $g = 4$ мм, $r = 0,1$ мкм.

Обозначения:

x, y - продольная и поперечная координата сжатого слоя; z - толщина сжатого слоя; u, v - продольная и поперечная составляющие скорости газа в сжатом слое; p, T, H - давление, температура и энтальпия газа; ρ, λ - плотность и теплопроводность газа; μ - вязкость и косинус полярного угла; α_k - массовая концентрация химического элемента в химическом компоненте газовой смеси; J - диффузионный поток массы химического компонента газовой смеси; q^p, q^a - интегральный по спектру и спектральный радиационные тепловые потоки; J_λ - спектральная интенсивность излучения; τ_λ - оптическая толщина слоя; $J_{\sigma, \lambda}$ - спектральная интенсивность излучения абсолютного черного тела; $f(r)$ - функция распределения частиц по размерам; r - радиус частицы; r_0 - модальный радиус частицы; θ - полярный угол; K'_λ, K^0, K - коэффициенты поглощения, рассеяния и ослабления.

1. Анфимов Н.А., Шари В.П. Решение системы уравнений движения селективно излучающего газа в ударном слое. - Изв. АН СССР. Механика жидкостей и газов, 1968, № 3, с.18-25.
2. Карасев А.Б., Кондранин Т.В. Лучистый теплообмен в окрестности критической точки при наличии вдува в пограничный слой продуктов уноса массы. - Изв. АН СССР. Механика жидкостей и газов, 1971, № 5, с.21-30.
3. Карасев А.Б., Кондранин Т.В. Некоторые закономерности теплообмена в гиперзвуковом ударном слое при наличии уноса массы. - Изв. АН СССР. Механика жидкостей и газов, 1973, № 3, с.136-143.
4. Энджель К.Д., Фармер Р.К., Пайк Р.Б. Вязкий гиперзвуковой сжатый слой при наличии излучения и абляции. - Ракетная техника и космонавтика, 1973, 12, № 8, с.147-156.
5. Карасев А.Б., Кондранин Т.В., Кузьминский И.Н. Некоторые особенности теплообмена в химически равновесном пограничном слое. - Изв. АН СССР. Механика жидкостей и газов, 1976, № 4, с.56-64.
6. Мосс Дж.М. Расчет излучающего вязкого ударного слоя при наличии вдува массы в результате абляции. - Ракетная техника и космонавтика, 1976, 14, № 9, с.189-195.
7. Биберман Л.М., Бронин С.Я., Брыкин М.В. и др. Влияние газобразных продуктов разрушения теплозащитного покрытия на теплообмен в окрестности критической точки затупленного тела. - Изв. АН СССР. Механика жидкостей и газов, 1978, № 3, с.129-136.
8. Ролин М.Н., Юевич Ф.Б. Нагрев и разрушение тела с графитовым покрытием в потоке излучающей плазмы. - Изв. вузов. Энергетика, 1980, № 10, с.91-94.
9. Ролин М.Н., Юевич Ф.Б. Радиационно-конвективный теплообмен при вдуве в гиперзвуковой сжатый слой продуктов разрушения графита. - В кн.: Тепломассообмен. - У1. - Минск: ИТМО АН БССР, 1980, 2, с.12-23.
10. Ролин М.Н., Солоухин Р.И., Юевич Ф.Б. Влияние отражения излучения на радиационно-конвективный теплообмен при гиперзвуковом обтекании тел. - Прикладная механика и теоретическая физика, 1980, № 2, с.99-107.
11. Коув Дж.Т. Термомеханические характеристики почти непрозрачных материалов, подвергавшихся действию непосредственного излучения. - Ракетная техника и космонавтика, 1971, 9, № 10, с.29-34.
12. Ланделл Дж.Х., Дики Р.Р. Абляция графита при высоких тем-

пературах. - Ракетная техника и космонавтика, 1973, II, № 2, с.111-119.

13. Бояринцев В.И., Звлягин Ю.В. Исследование разрушения углеграфитовых материалов при высоких температурах. - Теплофизика высоких температур, 1973, 13, № 5, с.1045-1051

14. Петров Г.Д., Ровинский В.Л., Соболевокий В.М. Измерение дисперсности продуктов теплового разрушения материалов в пристеночном слое. - Теплофизика высоких температур, 1975, 13, № 5, с.1090-1093.

15. Полежаев Ю.В., Древич Ф.Б. Тепловая защита. - М.: Энергия, 1976. - 390 с.

16. Петров Г.Д., Ровинский В.Л. Статистические характеристики массопотока при тепловом разрушении. - Инженерно-физический журнал, 1977, 33, № 2, с.233-237.

17. Масс Х.Г., Шрайнер Д.Р. Унос частиц при абляции искусственного графита. - Ракетная техника и космонавтика, 1969, 7, № II, с.155-157.

18. Описик М.Н. Сложный теплообмен. - М.: Мир, 1976, - 616 с.

19. Коних Л.А., Кривич Ф.Б. Расчет теплообмена излучением в рассеивающих средах. - Инженерно-физический журнал, 1973, 24, № 5, с.803-812.

20. Чаядрасекар С. Перенос лучистой энергии. - М.: Изд-во иностран. лит., 1953.

21. Математическое обеспечение ЕС ЭВМ. - Минск: Изд. Ин-та математики АН БССР, 1973, вып.2. - 272 с.

22. Пришивалко А.П., Науменко Б.К. Рассеяние света сферическими частицами и полидисперсными средами. - Минск: Изд. ИФ АН БССР, 1972. - 60 с.

23. Yurevich F.V., Konyukh L.A. Radiation attenuation by Disperse Media. - Int. J. Heat Mass Transfer, 1975, 18, p. 819-829.

24. Блох А.Г. Тепловое излучение в котельных установках. - М.: Энергия, 1967. - 325 с.

25. Cory J.S. and Bennet A. Thermal Absorption in Seeded Gases Per N 69-20176 NASA CR-100701, 1969, p. 1-69.

УДК 539.219.1

В.А.Товстоног

МВТУ им.Н.Э.Баумана

ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ ТЕРМОРАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ СВЕТОРАССЕИВАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ

При проведении расчетов тепловых режимов, планировании экспериментов и интерпретации результатов тепловых испытаний элементов конструкций или образцов из частично прозрачных для излучения материалов необходимо иметь сведения об их терморadiационных характеристиках - коэффициентах поглощения и рассеяния, которые в основном могут быть получены лишь экспериментально. Проблема определения терморadiационных характеристик приобретает исключительно важное значение в связи с тем, что значительная часть широко используемых в настоящее время неметаллических конструкционных материалов (полимеры, керамика и др.) обладают прозрачностью по отношению к тепловому излучению.

В данной работе развит метод определения терморадационных характеристик полупрозрачных светорассеивающих материалов с отражающими границами, в основу которого положены соотношения (разрешающие уравнения), устанавливающие связь между терморадационными характеристиками материала и фотометрическими характеристиками (коэффициентами диффузного отражения и пропускания) исследуемых образцов, определяемыми экспериментально. Эти соотношения получены при решении уравнения переноса излучения методом моментов [1].

При определении терморадационных характеристик по измерениям коэффициентов диффузного отражения R и пропускания T разрешающая система уравнений имеет вид [2]:

$$\left. \begin{aligned} R &= S_p^0 \frac{(\alpha H_{0,1}^0 - 3H_{1,1}^0) + (\alpha H_{0,1}^0 + 3H_{1,1}^0) R_e^* e^{-2\alpha \tau^*}}{2(1 - R_e^0 R_e^* e^{-2\alpha \tau^*})} \\ T &= S_e^0 e^{-\alpha \tau^*} \frac{(3H_{1,1}^* + \alpha H_{0,1}^*) - (3H_{1,1}^* - \alpha H_{0,1}^*) R_e^*}{2(1 - R_e^0 R_e^* e^{-2\alpha \tau^*})} \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

где $\alpha = \sqrt{3[1 + \gamma(1 - 0,5 \int_{1,0}^{\gamma})]}$; $\tau^* = zh$; $\gamma = \sigma/\alpha$; $\sigma = \kappa$ - коэффициенты рассеяния и поглощения; $\int_{1,0}^{\gamma} = \int_0^{\gamma} \rho(\beta) \sin \beta \cos \beta d\beta$; $\rho(\beta)$ - индикатриса рассеяния; h - толщина образца;

$$S_e^0 = (2/3 R_{k,1}^+) (1 - R_e^w) / (1 + \alpha/3 R_{0,1}^- / R_{1,1}^+);$$

$$R_e = (1 - \alpha/3 R_{0,1}^- / R_{1,1}^+) / (1 + \alpha/3 R_{0,1}^- / R_{1,1}^+);$$

$$R_e^{\pm} = 1/(k+w+1)^{\pm} R_{k,w}; (1 - R_e^w)$$

- эффективный коэффициент пропускания поверхности, зависящий как от ее оптических свойств, так и от пространственного распределения интенсивности падающего излучения [3]; $R_{k,w}$, $H_{k,w}$, $Q_{k,w}$ - интегральные оптические характеристики граничных поверхностей, определения которых даны в [1, 2]. Индексом "0" и "ж" соответствует облучаемой и необлучаемой поверхностям; в дальнейшем будем предполагать, что оптические свойства граничных поверхностей идентичны, а соответствующие индексы будут опущены.

Если пренебречь отражением излучения на границах, то система уравнений (1) значительно упрощается и имеет аналитическое решение [2]; свойства этого решения проанализированы в [4]. Если же нельзя пренебречь отражением излучения на границах (случай, характерный для конструкционных материалов), то необходимо численное решение системы уравнений (1).

Обозначим правые части уравнений (1) для произвольных значений x и y через R' и T' и введем параметр невязки

$$\|f\| = |R - R'| + |T - T'|$$

Тогда решение системы уравнений (1) сводится к поиску минимума целевой функции $\|f\|$ в пространстве искомых неизвестных x и y . Успешное решение задач минимизации функции многих переменных обычно связано с выбором хорошего начального приближения для неизвестных. В данном случае в качестве начального приближения естественно принять аналитическое решение системы уравнений (1), соответствующее отсутствию отражения излучения на границах, а отражение излучения на границах рассматривать как возмущающий фактор для функций R' и T' относительно их номинальных значений (без учета отражения излучения на границах). Степень этого возмущения определяется отражательной способностью граничных поверхностей и с ее ростом процесс нахождения решения системы уравнений (1) ухудшается, так как выбранные начальные приближения все в меньшей степени соответствуют истинному решению.

Определенные трудности вызывает выбор допустимой погрешности целевой функции $\|f\|$ в итерационном процессе поиска ее минимума. Дело в том, что она является слабо выпуклой функцией искомых параметров x и y и назначение большой допустимой погрешности может привести к существенной неопределенности в значениях искомых неизвестных. Это проиллюстрировано на рис. 1, где в качестве примера приведены зависимости погрешностей ε_y (сплошная линия) и ε_x (пунктир)

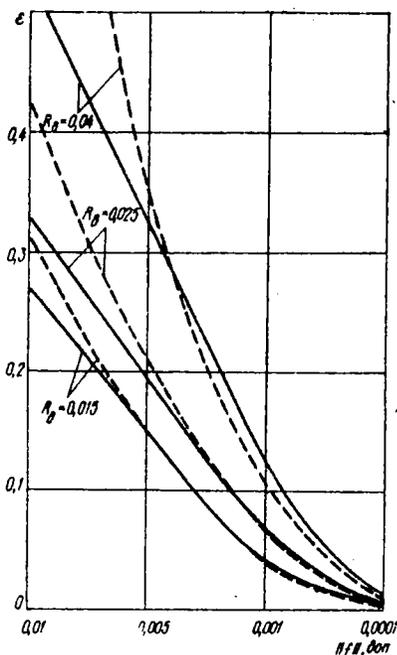


Рис. 1. Зависимости погрешностей ε_y (сплошная линия) и ε_x (пунктир) искомых неизвестных y и x относительно их точных значений от допустимой погрешности вычисления целевой функции $\|f\|$ для ряда значений коэффициента диффузного отражения λ_0 граничной поверхности.

искомых неизвестных β и α относительно их точных значений от допустимой погрешности вычисления целевой функции $\|f\|$ для ряда значений коэффициента диффузного отражения R , граничной поверхности. Пример соответствует следующим исходным данным $R = 0,9$; $\Gamma = 0,05$; $h = 1$ мм; отражение излучения на границах предполагается диффузным. Допустимой для данного случая погрешностью целевой функции может быть принята величина $\|f\|_{\text{доп}} = 10^{-4}$. При этом потребное число итераций в случае сильных возмущений ($R = 0,04$) превышает 500. Кроме того, практика проведения расчетов показывает, что допустимая погрешность целевой функции зависит от исходных данных и при больших коэффициентах отражения ($R \sim 1$) должна принять весьма малое значение.

Если ввести новую неизвестную $\beta = \alpha \alpha$, то уравнения системы (1) могут быть разрешены относительно β :

$$\beta_R = -\frac{1}{h} \ln \sqrt{\frac{2R - Se(\alpha H_{0,1} - 3H_{1,1})}{2RRe^2 + ReSe(\alpha H_{0,1} + 3H_{1,1})}}, \quad (2)$$

$$\beta_\Gamma = -\frac{1}{h} \ln \left(-\frac{Se\varphi}{4\Gamma Re^2} + \sqrt{\left(\frac{Se\varphi}{4\Gamma Re^2}\right)^2 + \frac{1}{Re^2}} \right), \quad (3)$$

где индексы R и Γ соответствуют неизвестной β , определенной через коэффициенты отражения и пропускания; $\varphi = \varphi(\alpha) = (3H_{1,1} + \alpha H_{0,1}) - (3H_{1,1} - \alpha H_{0,1}) Re$. Так как $Re = Re(\alpha)$ и $Se = Se(\alpha)$, то $\beta_R = \beta_R(\alpha)$ и $\beta_\Gamma = \beta_\Gamma(\alpha)$, а по условию совместности уравнений системы (1) необходимо выполнение условия

$$\beta_R(\alpha) = \beta_\Gamma(\alpha). \quad (4)$$

Таким образом, решение исходной системы уравнений (1) сводится к решению нелинейного алгебраического уравнения (4) в области определения неизвестной $\alpha \in \sqrt[4]{3}, \infty$. Если же перейти к новой независимой переменной $y = (0,5\alpha - 1) / (0,5\alpha + 1)$, то задача сводится к решению уравнения

$$\beta_R(y) = \beta_\Gamma(y), \quad y \in 0,1. \quad (5)$$

Исследования показывают, что решение уравнения (5) существует и оно единственно в области изменения независимой переменной $R < y \leq 1$.

Для решения нелинейного алгебраического уравнения (5) использован метод сужающихся интервалов. Он основан на поиске и непрерывном сужении интервала $y_{min} < y < y_{max}$, на концах которого происходит знакопеременность разности $\Delta(y) = \beta_T(y) - \beta_R(y)$, т.е. выполняется условие $sign \Delta(y_{min}) \neq sign \Delta(y_{max})$. За решение уравнения (5) принимается то значение $y = \bar{y}$, при котором $\Delta(\bar{y}) < \Delta_{доп}$ (практика показывает, что достаточно принять $\Delta_{доп} = 10^{-7} \div 10^{-8}$). Искомые терморадикационные характеристики материала далее определяются соотношениями

$$\alpha = 2(1 + \bar{y}) / (1 - \bar{y}), \quad \beta = \alpha^2 / 5 - 1, \quad \kappa = \beta(\bar{y}) / \alpha. \quad (6)$$

Описанный алгоритм показал высокую эффективность и легко реализуем на малых ЭМ. Эффективность описанного алгоритма не зависит от отражательной способности граничных поверхностей.

Исходной информацией для определения терморадикационных характеристик светорассеивающих материалов являются коэффициенты диффузного отражения и пропускания образцов, найденные экспериментально. В связи с несовершенством измерительной аппаратуры их величины известны с точностью, определяемой характеристиками измерительного прибора. Возникающие при этом погрешности искомых величин β и κ зависят от чувствительности разрешающей системы уравнений к вариациям исходных данных.

В общем случае решение разрешающей системы уравнений (1) может быть записано в виде

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \beta(R, T), \\ \kappa &= \kappa(R, T) \end{aligned} \right\}. \quad (7)$$

Тогда, определяя относительную погрешность искомых величин соотношениями $\varepsilon_\beta = \Delta\beta/\beta \approx d\beta/\beta$, $\varepsilon_\kappa = \Delta\kappa/\kappa \approx d\kappa/\kappa$ и учитывая вероятностный характер измерений, получим [5]:

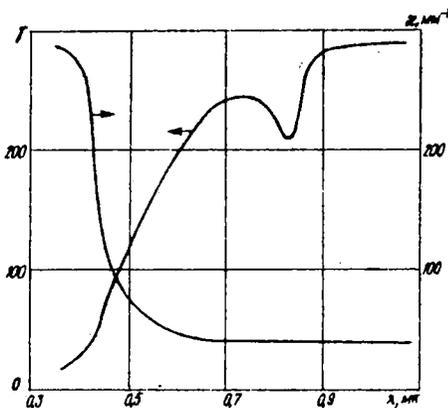


Рис.2. Спектральные зависимости терморадикационных характеристик многослойной стеклотнани.

$$\varepsilon_D = \sqrt{D_D^2(R) \varepsilon_R^2 + D_D^2(T) \varepsilon_T^2}, \quad \varepsilon_T = \sqrt{D_T^2(R) \varepsilon_R^2 + D_T^2(T) \varepsilon_T^2}, \quad (8)$$

где $\varepsilon_R = \Delta R/R$, $\varepsilon_T = \Delta T/T$ - относительные погрешности коэффициентов диффузного отражения и пропускания; а весовые коэффициенты определяются соотношениями

$$D_D(R) = R \frac{\partial \ln \varepsilon^*}{\partial R}, \quad D_D(T) = T \frac{\partial \ln \varepsilon^*}{\partial T},$$

$$D_T(R) = R \frac{\partial \ln \varepsilon^*}{\partial R}, \quad D_T(T) = T \frac{\partial \ln \varepsilon^*}{\partial T}. \quad (9)$$

Значения весовых коэффициентов для случая определения оптических констант при слабом отражении излучения на границах приведены в таблице. Уровень возможных погрешностей может достигать существенных значений, особенно при $R + T \ll 1$. Погрешности исконых характеристик в значительной степени определяются погрешностью измерения

R	T				К-ты
	0,015	0,03	0,05	0,01	
0,95	20,3	21,5	-	-	$D_D(R)$
	21,5	19,2	-	-	$D_T(R)$
	0,2	0,9	-	-	$D_D(T)$
	0,7	1,6	-	-	$D_T(T)$
0,90	15,5	16,4	19,6	-	$D_D(R)$
	13,2	14,3	15,3	-	$D_T(R)$
	0,1	0,2	0,7	-	$D_D(T)$
	0,4	0,7	1,3	-	$D_T(T)$
0,8	9,1	9,2	9,8	10,2	$D_D(R)$
	5,5	6,2	6,8	7,8	$D_T(R)$
	0,03	0,07	0,1	0,7	$D_D(T)$
	0,3	0,6	0,7	1,3	$D_T(T)$

коэффициента отражения, а влияние погрешности измерения коэффициента пропускания значительно слабее. Приведенные результаты подчеркивают важность учета вероятностного характера измерений при анализе данных об оптических свойствах светорассеивающих материалов.

С использованием изложенной методики определены терморadiационные характеристики ряда полупрозрачных конструкционных материалов.

На рис.2 приведены спектральные зависимости терморационных характеристик многослойной стеклоткани.

1. Горский В.В., Товстоног В.А. Исследование метода моментов в применении к решению уравнения лучистого переноса. - Тр. МВТУ, 1976, № 205, с.70-78.
2. Горский В.В., Товстоног В.А. Исследование оптических свойств стеклопластиков. - Тр. МВТУ, 1976, № 205, с.86-93.
3. Товстоног В.А. Определение оптических свойств полупрозрачных светорассеивающих материалов. Деп. ВИНТИ, рег. № 3789-78.
4. Товстоног В.А. Исследование характеристик лучистого теплопереноса в композиционном материале. - Изв. вузов. Машиностроение, 1977, № 7, с.50-54.
5. Брандт Э. Статистические методы анализа наблюдений. - М.: Мир, 1975. - 312 с.

УДК 536.24

С.В.Реаник, В.А.Соловов, А.В.Титов
МВТУ им.Н.Э.Баумана

МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ НА СТЕНДАХ РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА

Целесообразность определения теплофизических свойств (ТФС) материалов по данным стендовых тепловых испытаний диктуется высокой степенью физического соответствия условий испытаний реальным условиям, в которых работает конструкция из исследуемых материалов, а также большей информативностью, удобством и простотой эксперимента по сравнению с исследованиями на лабораторных установках. Сказанное, однако, не означает, что от исследования ТФС материалов на лабораторных установках следует вообще отказаться. Напротив, эти исследования должны активно дополнять стендовые, особенно при определении ТФС материалов в исходном и прогретом состояниях и при оценке точности экспериментальных результатов.

Определение ТФС материалов по данным стендовых испытаний базируется на решении коэффициентных обратных задач теплопроводности (ОЗТ) [1, 2]. Несмотря на различные методы решения данного класса задач, общим для них является то, что по экспериментально полученным температурным полям и заданным математическим моделям теплопроводности определяются коэффициенты основных уравнений - искомые значения ТФС. Особенно важно, что граничные условия при этом могут быть произвольными. На первый план выдвигается также точность измерения температуры в материале при стендовых тепловых испытаниях.

Оценку границ применимости метода решения коэффициентной ОЗТ, точности, единственности и устойчивости получаемых результатов можно произвести с помощью контрольных экспериментов на образцовых

материалах, ТФС которых хорошо изучены и известны. Учитывая особенности испытаний на стендах радиационного нагрева, можно сформулировать требования к образцовому материалу:

- 1) изотропность, однородность структуры;
- 2) непрозрачность для радиационного потока;
- 3) отсутствие физико-химических превращений и разрушения в предполагаемом диапазоне экспериментальных температур;
- 4) плавный, близкий к линейному характер изменения ТФС с температурой;
- 5) технологичность;
- 6) наличие затабулированных теплофизических свойств в справочных изданиях, согласованных с ГССД.

По-видимому, образцовые материалы интересующего нас типа могут быть взяты из числа таких углеродистых материалов, как пенографит марок БК-20 или БК-900. Данные по коэффициенту теплопроводности λ и удельной теплоемкости c_p некоторых графитов приведены в [4].

Экспериментальные исследования проводились на стенде радиационного нагрева, оснащенный модернизированными трубчатыми дугowymi ксенонowymi лампами типа ДКСТВ-15000 [3]. Подготовленный к испытаниям образец из пенографита БК-20 плотностью $\rho = 192 \text{ кг/м}^3$ имел форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $50 \times 20 \times 20 \text{ мм}$. Из-за необходимости получения одномерного характера прогрета боковые поверхности образца теплоизолировались. Для этого образец устанавливался без зазоров плотно в вырез охранной панели из материала с малым коэффициентом теплопроводности.

Исследования с блоком из шести источников высокоинтенсивного излучения (ИВИ) типа ДКСТВ-15000 показали, что равномерный тепловой поток на поверхности образца указанных выше размеров обеспечивается при включении одного ИВИ, ось которого совпадает с продольной осевой линией образца и находится в 50 мм от его поверхности. При этом выбирается источник с равномерным полем излучения вдоль своей оси.

Ввиду того, что справочные данные о ТФС материала БК-20 указаны только до температуры 2000 К, режим работы ИВИ определялся из условия достижения этой температуры на фронтальной поверхности образца: время работы ИВИ $t \leq 60 \text{ с}$ при электрической мощности $P_{эл} \geq 40 \text{ кВт}$.

Для измерения температуры в образце использовались термопары ХА с диаметром термоэлектродов 0,2 мм, изготовленные путем сварки в графитовой ванне. Для уменьшения методической погрешности измерения температур, термоэлектроды прокладывались в образце параллельно нагреваемой поверхности. Для исключения влияния шунтирования на ре-

зультаты измерений поверхность термоэлектродов покрывалась тонким слоем эпоксидного клея. Термодпары укладывались в отфрезерованные в образце на заданную глубину прямоугольные пазы, которые затем заполнялись эпоксидным клеем, смешанным с крошкой пенографита. Ошибка в определении положения термодпары определялась погрешностью фрезерования пазов и не превышала диаметра термоэлектродов. Для удобства последующей обработки результатов эксперимента термодпары были заложены с равными интервалами 1, 3, 5 и 7 мм от нагреваемой поверхности.

Для записи показаний термодпар использовался блок потенциометров КСП-4 (класс точности 0,25).

Эксперимент проводился на воздухе при давлении 10^6 Па и температуре окружающей среды 14°C . Результаты измерения температуры в четырех точках образца представлены на рис.1. Проведенные расчеты показали, что величина инструментальной погрешности измерения температуры не превышает 4,5%.

Экспериментально полученные термограммы использовались для определения теплофизических свойств материала на решении обратной задачи теплопроводности. Для решения коэффициентной ОЗТ применен метод подбора и реализованная на его основе АЛГОЛ-программа [6]. Заметим, что в литературе отсутствуют сведения, подтверждающие возможность использования данной программы при высокотемпературных испытаниях.

В математической модели ОЗТ предусмотрено одновременное определение коэффициента теплопроводности λ и объемной теплоемкости $c_p \rho$, когда их зависимость от температуры можно считать линейной:

$$\lambda = \lambda_0 + \delta T;$$

$$c_p \rho = (c_p \rho)_0 + \delta T.$$

(1)

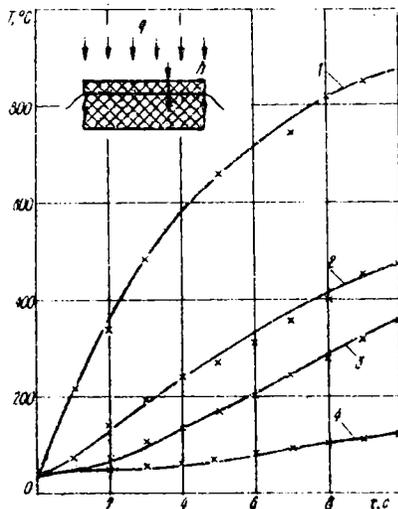


Рис.1. Термограммы для различных точек внутри образца x - экспериментальные значения температуры при h , равном: 1 - 1 мм; 2 - 3; 3 - 5; 4 - 7 мм.

Задача сводится к нахождению минимального значения функции $F(\lambda, c_p \rho)$, при максимальной разности температур $(T_p - T_g)$, где T_p и T_g - соответственно расчетные и экспериментальные значения температуры внутри образца. Расчетные значения температуры T_p определяются из решения прямой задачи теплопроводности (методом прогонки) с крайними условиями, заданными при испытании образца. Значения $\lambda(T)$ и $c_p \rho(T)$ при решении этой задачи целесообразно задавать с помощью моделей температурных зависимостей ТЭС. Выбор модели зависит от степени изученности ТЭС материала. Поэтому возможны различные комбинации моделей для $\lambda(T)$ и $c_p \rho(T)$.

Обработка результатов эксперимента с помощью рассматриваемого метода предполагает наличие не менее трех термограмм экспериментальных температур T_g для различных по глубине точек образца. Значение температур T_g или плотности теплового потока на нагреваемой и на тыльной поверхности используется в качестве граничных условий при решении прямой задачи теплопроводности, а значение температур в середине образца используется для процесса оптимизации при решении обратной задачи.

Минимум (2) находится методом перебора искомых величин λ_0 , $b, (c_p \rho)_0$, d определяющих значения коэффициентов $\lambda(T)$ и $c_p \rho(T)$. Для этого в пределах выбранных интервалов изменения этих величин осуществляется перебор каждой из них от минимального до максимального значения и находится $F(\lambda, c_p \rho)$. Из всех полученных значений $F(\lambda, c_p \rho)$ выбирается минимальное, которое и будет оптимальным, а соответствующие ему величины λ_0 , $b, (c_p \rho)_0$ и d - оптимальными на заданном интервале их изменений. По найденным значениям λ_0 , $b, (c_p \rho)_0$ и d принимаются новые более узкие интервалы изменения этих величин. Последовательно уменьшая эти интервалы можно получить значения λ и $c_p \rho$ с заданной степенью точности [5].

Расчеты по описанной методике проводились на ЭВМ БЭСМ-4. В качестве исходных данных использованы термограммы, полученные при стендовых испытаниях образцов из материала ВК-20 (см. рис. 1). Показания термомпары на глубине $h = 1$ мм использовались в качестве первого граничного условия (т.е. за граничную поверхность условно принята поверхность на глубине 1 мм от нагреваемой). Другая граничная поверхность была отнесена на глубину $h = 10$ мм. Так как за время опыта ($\tau = 10$ с) температура на этой поверхности не менялась, то второе граничное условие имело вид: $x = h, T = T_2(\tau) = T_0$. Начальная температура образца T_0 составляла 45° С. Показания термомпар на глубине 3,5 и 7 мм использовались для сравнения T_p и T_g .

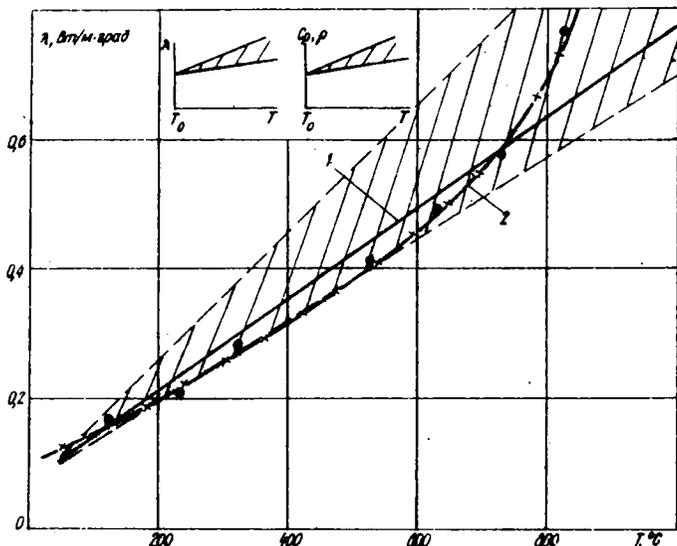


Рис.2. Сравнение справочных (—х —) и полученных из эксперимента (—●—) значений коэффициента теплопроводности λ . Слева вверху указаны модели температурных зависимостей ТЭС.

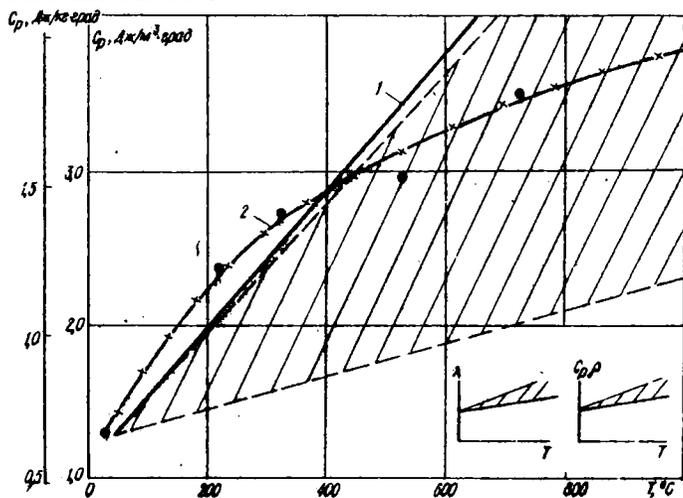


Рис.3. Сравнение справочных (2) и полученных из эксперимента (1) значений объемной теплоемкости $C_{p,\rho}$. Справа внизу указаны модели температурных зависимостей ТЭС.

Метод и программа для ЭВМ исследованы на устойчивость и единственность решения при изменении входных данных. Так, при увеличении значений $\lambda_{0 \max}$ от 0,2 до 0,5 Вт/м·град при сохранении значения $\lambda_{0 \min} = 0,1$ Вт/м·град и прочих равных условиях, найденная величина λ_0 изменяется от 0,2219 до 0,2511 Вт/м·град, а величина δ - от $3,03 \cdot 10^{-3}$ до $2,49 \cdot 10^{-3}$ Вт/м·град². Различие в результатах значительно меньше заданной точности определения величины λ_0 и δ соответственно $\varepsilon_1 = 6 \cdot 10^{-2}$ и $\varepsilon_2 = 1,6 \cdot 10^{-3}$ Вт/м·град². Устойчивость решения и тождественность результатов в пределах заданной точности сохраняется при изменении других величин (δ , $(c_{p,\rho})_0$, d).

Для сопоставления расчетных и справочных данных по ТФС исследуемого материала проведены расчеты с использованием моделей ТФС такого типа, у которых $\lambda_0 = \text{const}$, $(c_{p,\rho})_0 = \text{const}$, $\delta = \{\delta_{\min}; \delta_{\max}\}$, $d = \{d_{\min}; d_{\max}\}$. Результаты расчетов показаны на рис.2 и рис.3. Заштрихованы предполагаемые области значений λ и $c_{p,\rho}$: $\lambda_0 = 0,1$ Вт/м·град; $\delta_{\min} = 0,6 \cdot 10^{-3}$ Вт/м·град²; $\delta_{\max} = 1,0 \cdot 10^{-3}$ Вт/м·град²; $(c_{p,\rho})_0 = 1,3 \cdot 10^5$ Дж/м³·град; $d_{\min} = 1 \cdot 10^2$ Дж/м²·град²; $d_{\max} = 4 \cdot 10^2$ Дж/м²·град².

Прямые (1) соответствуют расчетным зависимостям λ и $c_{p,\rho}$, а кривые (2) - справочным данным по ТФС данного материала (см.рис. 2, 3). Видно, что в широком температурном диапазоне имеется удовлетворительное совпадение расчетных и справочных данных. Кроме того, зависимость $\lambda(T)$ находится в трубке предполагаемых значений, а зависимость $c_{p,\rho}(T)$ хотя и выходит за пределы области предполагаемых значений, но ее отклонение от верхней границы области находится в пределах заданной точности расчетов.

Проведенные исследования показывают пригодность метода и программы решения ОЗТ [5] для определения ТФС по данным высокотемпературных стендовых испытаний при радиационном нагреве материала. Заметим, что точность полученных результатов могла бы быть более высокой. Один из путей повышения ее состоит в проведении расчетов в нескольких температурных интервалах, другой - заключается в использовании моделей ТФС нелинейного вида, например $\lambda = \lambda_0 + cT^2$ или $\lambda = \lambda_0 + \delta T + cT^2$. Видимо, можно ожидать более точных результатов при установке в образец дополнительных термопар сравнения. Вместе с тем увеличение числа термопар не должно значительно искажать температурное состояние образца. Точность результатов определения ТФС, по данным стендовых испытаний, прямо зависит от точности измерения экспериментальных температур, точности определения положения термопар, а также от соответствия математических моделей ОЗТ условиям эксперимента.

Апробация метода и программы решения коэффициентной ОЗТ позволяет рекомендовать следующий порядок выполнения расчетно-экспериментального исследования ТФС.

1. С помощью лабораторных установок определяются зависимости λ и $\epsilon_p \rho$ в некотором доступном интервале температур. При отсутствии такой возможности для задания интервала ожидаемых значений ТФС используются справочные данные по ТФС подобного класса материалов с максимально близкими к исследуемому структурными характеристиками.

2. Выбираются размеры образца, уточняется его размещение в рабочей зоне стенда, подбираются режимы нагрева, количество и типы термопар, состав регистрирующей аппаратуры.

3. Нагрев образца производится на стенде до требуемых, согласно технического задания, температур.

4. Анализируются термограммы нагрева. Выделяются участки с резким изменением температуры, свидетельствующие о физико-химических и структурных превращениях. Проводится разбиение термограмм на участки.

5. Выбираются модели ТФС, назначаются вероятные области определения $\lambda(T)$ и $\epsilon_p \rho(T)$.

6. Проводятся расчеты на ЭМ. Полученные результаты решения коэффициентной ОЗТ сопоставляются со справочными данными или данными специальных лабораторных экспериментов.

1. Коздоба Л.А. Обратные задачи теплопереноса. - Пром. теплотехника, 1979, 1, № 1, с. 33-49.

2. Алифанов О.М. Идентификация процессов теплообмена летательных аппаратов. - М.: Машиностроение, 1979. - 218 с.

3. Градов В.М., Петрикевич Б.Б., Щербаков А.А. Теоретическое и экспериментальное исследование источников высокоинтенсивного излучения, применяемых для моделирования теплового нагружения. - Инж.-физ. журн., 1980, 38, № 3, с. 450-456.

4. Нагорный Б.Т. и др. Свойства конструкционных материалов на основе углерода. Справочник. - М.: Металлургия, 1975. - 336 с.

5. Янжелев Л.Ф., Гусева И.И. Метод одновременного определения коэффициента теплопроводности и объемной теплоемкости, зависящих от температуры. - Инж.-физ. журн., 1975, 28, № 4, с. 653-659.

Г.Б.Синярев, В.Н.Елисеев, Е.К.Белоголов, В.А.Соловов,
В.А.Товстоног, П.В.Тырсин, С.Н.Щугарев
МВТУ им.Н.Э.Баумана

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК БЛОКА ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОГО СТЕНДА

В настоящее время для исследования термостойкости различных покрытий, работающих в условиях высокотемпературного нагрева, широко распространены тепловые испытания на моделирующих установках. Одной из таких установок является теплофизический стенд [1], использующий для нагрева источники высокоинтенсивного излучения (ИВИ), выполненные на основе газоразрядных ламп типа ДКСТВ-15000.

Планирование и проведение тепловых испытаний требует детального анализа энергетических характеристик как единичного ИВИ, так и блока излучателей. Но одной из главных задач, возникающих при проведении тепловых испытаний материалов, является обеспечение равномерного распределения теплового потока в рабочей зоне стенда, а также определение размеров самой рабочей зоны, в пределах которой с определенной точностью распределение теплового потока можно считать равномерным.

В [2] приведены результаты исследований энергетических характеристик единичного излучателя. В данной статье представлены результаты экспериментальных исследований распределения плотности теплового потока в рабочей зоне стенда при работе блока из шести ИВИ без экрана и с экранами различной формы. На основе полученных результатов даны рекомендации по проведению тепловых испытаний материалов на теплофизических стендах. Для получения информации о пространственном распределении падающего теплового потока от блока ИВИ применен экспоненциальный метод измерения теплового потока [3] с использованием измерительной панели, содержащей 13 датчиков теплового потока, с расстояниями между ними 25 мм.

На рис.1 представлено распределение плотности теплового потока поперек блока ИВИ в трех сечениях при рабочих режимах каждого источника $U = 270$ В, $I = 107$ А. Измерения проводились на расстоянии 50 мм от оси радиационных нагревателей до измерительной панели. Величина теплового потока в сечении под электродами ИВИ (кривая 1) примерно в два раза меньше величины теплового потока под центральным сечением блока (кривая 3), а в сечении блока на расстоянии 55 мм по оси источников от электродов (кривая 2) качественная картина распределения плотности теплового потока практически сохраняется. Но величина потока составляет приблизительно 70% от его значения в централь-

Рис.1. Распределение плотности потока результирующего излучения в рабочей зоне и принятая система координат:

1 - измерительная панель расположена под электродами ИВИ; 2 - панель расположена на расстоянии 55 мм от электродов ИВИ; 3 - панель расположена под центром блока ИВИ (на расстоянии 100 мм от электродов).

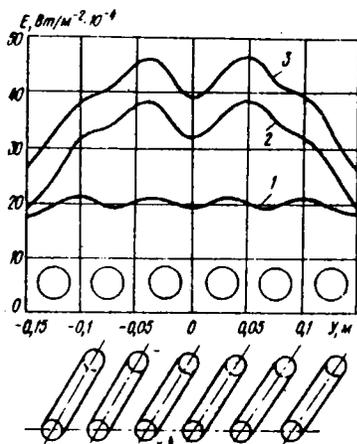
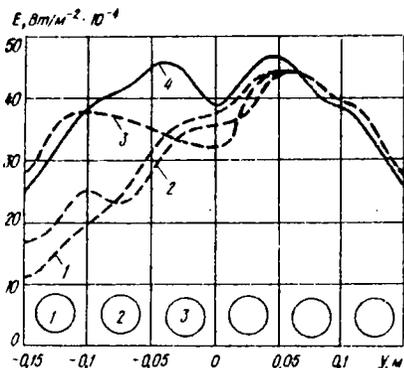
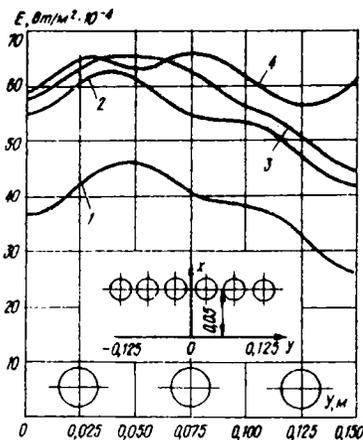


Рис.2. Распределение плотности потока результирующего излучения при использовании отражающих экранов:

1 - блок ИВИ без экрана; 2 - блок ИВИ с плоским экраном; 3 - блок ИВИ с трапециевидным экраном; 4 - блок ИВИ с эллиптическим экраном.

Рис.3. Распределение плотности потока результирующего излучения: 1-3 - имитация аварийного выхода у строя одного из шести ИВИ (1 - не работающий ИВИ в блоке), 4 - нормальная работа блока из шести ИВИ.



ном сечении. Неравномерность в поле теплового потока под блоком ИВИ в центральных сечениях ($y = 0$) составляет 35% от уровня величины теплового потока при $y = 0,15$.

Для оценки эффективности применения отражающих экранов с целью получения более высокого значения и более равномерного распределения плотности потока падающего излучения в рабочей зоне стенда проведены

исследования с использованием экранов различной формы. В экспериментах использовались экраны трех типичных конфигураций: плоский, трапециевидный и эллиптический. Кратковременность проведения экспериментов позволяла применять неохлаждаемые экраны из электрополированного алюминия с отражательной интегральной полусферической способностью $\lambda = 0,74$ [4]. Из приведенных на рис.2 результатов следует, что применение плоских экранов приводит к увеличению общего уровня величины радиационного теплового потока примерно в 1,5 раза, по сравнению с использованием блока ИВИ без экранов. Применение трапециевидного и эллиптического экранов дает, помимо количественного выигрыша, выравнивание распределения теплового потока в рабочей зоне установки, особенно заметное по ее краям. Однако равномерного распределения радиационного теплового потока во всей рабочей зоне стенда не достигнуто.

При проведении тепловых испытаний представляет интерес исследование возможного аварийного отключения одного из ИВИ в блоке. Для вывода о целесообразности продолжения испытаний в такой ситуации необходимо знать, как изменится картина распределения плотности теплового потока. Для этого во время работы блока ИВИ без экранов имитировалась аварийная ситуация отключением одного из ИВИ. Наиболее неблагоприятный случай соответствует выходу из строя центральных источников блока ИВИ (рис. 3). Можно рекомендовать продолжение испытаний материалов даже при отключении боковых (например, ИВИ № 1 или № 2) источников, так как не исключается возможность использования результатов испытаний на половине образца под работающими источниками, и прекращать испытания при отключении центральных (ИВИ № 3), вследствие появления большой неравномерности теплового воздействия по поверхности испытываемого материала.

Для проведения тепловых испытаний на данном стенде можно рекомендовать в качестве рабочей зоны область с размерами 16x16 см, в пределах которой неравномерность величины плотности теплового потока не превышает 16%.

Помимо использования отражательных экранов для выравнивания неравномерности распределения плотности теплового потока падающего излучения под блоком ИВИ, получение более равномерного распределения теплового потока возможно с помощью варьирования электрической мощности, подаваемой на каждый ИВИ, или изменением взаимного расположения единичных ИВИ и облучаемой плоскости. Данный вопрос требует самостоятельного рассмотрения.

1. Сняреву Г.Б. и др. Стенд для исследования теплонапряженного состояния конструкций. - В кн.: Каталог машины, приборы, стенды МВТУ. - М.: Изд. МВТУ, 1974, с.43-47.

2. Елисеев В.Н., Белоногов Е.К. и др. О некоторых особенностях излучения газоразрядных трубчатых источников высокоинтенсивного излучения. - Изв. вузов. Машиностроение, 1979, # 11, с.152-154.

3. Гордов А.Н. и др. Точность контактных методов измерения температуры. - М.: Стандарты, 1976. - 231 с.

4. Кутателадзе С.С., Борштинский В.М. Справочник по теплопередаче. - М.: Госэнергоиздат, 1959. - 414 с.

УДК 536.421

А.М.Балбашов, Ю.Д.Заварцев, М.М.Коротун
Московский энергетический институт

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООВОГО ПОЛЯ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ БЛОКЕ МАТЕРИАЛА ПРИ ЛОКАЛЬНОМ РАДИАЦИОННОМ НАГРЕВЕ ЕГО ВЕРХНЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

В работе рассмотрены тепловые процессы во вращающемся цилиндрическом блоке материала при нагреве его верхнего торца локализованными потоками энергии. Подобная конфигурация осуществлена в экспериментах по выращиванию монокристаллов некоторых немагнитных гранатов и редкоземельных ортоферритов методом Чохральского с радиационным нагревом*. Полученные результаты могут быть использованы для целенаправленного поиска оптимальных технологических условий выращивания монокристаллов указанным методом.

Теплофизические свойства материала по порядку величин считаются наиболее близкими к усредненным свойствам окислов и их соединений.

Анализ осуществляется численным методом путем решения квазилинейного трехмерного уравнения теплопроводности с нестационарными нелинейными граничными условиями при наличии фазового перехода. Квазилинейность уравнения обусловлена учетом зависимости теплофизических свойств материала (теплопроводность, теплоемкость) от температуры.

Уравнение решено методом конечных разностей. Так как для достаточно точного представления процесса распространения тепла при быстром изменении граничных условий был взят малый шаг по времени, равный $1/16$ с, то для решения использована явная разностная схема на семиточечном шаблоне, сохраняющая при этих условиях устойчивость.

Разрывы в коэффициентах уравнения устранялись путем сглаживания, а δ -образная функция, описывающая сосредоточенную теплоемкость (удельную теплоту плавления), аппроксимировалась периодом синусоидальной функции, "растянутой" на интервал сглаживания.

* Балбашов А.М., Червоненкис А.Я. Магнитные материалы для микроэлектроники. - М.: Энергия, 1979. - 145 с.

Для решения задачи выбрана цилиндрическая система координат (r , φ , z). Решение выполнялось на сетке с постоянным шагом по радиальной координате (r) и с переменными шагами по угловой (φ) и вертикальной (z) координатам.

Численное решение задачи осуществлялось на ЭВМ БЭСМ-6.

Рассматривается цилиндрическая область, вращающаяся относительно вертикальной оси. Боковая поверхность и нижний торец области отделены тонкой прослойкой материала с низкой теплопроводностью от медной стенки, охлаждаемой проточной водой, имеющей температуру 10°C . Верхний торец рассматриваемого цилиндра облучается через окна в теплоизолирующей крышке тремя симметрично расположенными относительно его оси вращения пучками энергии, в которых плотность ее распределения описывается нормальным законом, а интегральная падающая мощность в одном пучке составляет 1,5 кВт.

Предполагается, что энергия отводится от облучаемой поверхности механизмом теплопроводности вглубь области, а также свободно излучается через окна в теплоизолирующей крышке в окружающее пространство, не дающее обратного излучения. Принято, что толщина теплоизолирующей крышки в пять раз превышает толщину боковой и нижней теплоизоляции, а материал их обладает одинаковой теплопроводностью.

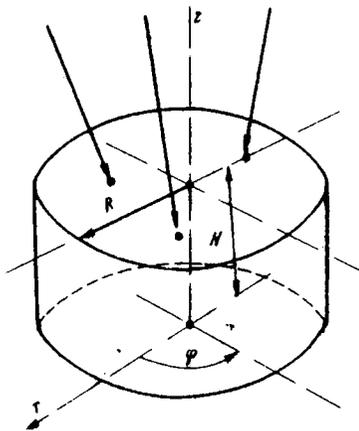


Рис.1. Схема локального нагрева цилиндрического блока тремя источниками излучения.

сверху. Расположение области относительно выбранной системы координат показано на рис.1.

Допускается также, что поток тепла через крышку направлен по нормали к поверхности блока, а разность температуры между нижней и верхней поверхностями крышки на 90°C меньше температуры в соответствующей точке на поверхности изучаемой области. Конвективными потерями с верхней поверхности нагреваемого материала пренебрегаем, так как при высоких температурах конвективные потери составляют не более 2% от потери механизмом излучения. Предполагается, что материал области плавится при 1800°C и имеет удельную теплоту плавления $5 \cdot 10^6$ Дж/кг. Перемешивание расплавленного материала за счет конвекции не учитывается, так как нагрев происходит

Постановка задачи. В области $Q = \{ 0 \leq r \leq R, 0 \leq \varphi \leq 2\pi, 0 \leq x \leq H, 0 \leq t \leq T \}$ (см. рис. 1) найти $U(r, \varphi, x, t)$ из условий:

$$\rho [C(U) + \lambda \delta(U - U_{пл})] \frac{\partial U}{\partial t} =$$

$$= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\gamma(U) r \frac{\partial U}{\partial r} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\gamma(U) \frac{\partial U}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\gamma(U) \frac{\partial U}{\partial x} \right]. \quad (1)$$

Граничные условия на участках верхнего торца, расположенных под окнами в теплоизолирующей крышке,

$$\gamma(U) \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x=H} = \frac{\rho}{2\pi\sigma^2} \left[e \frac{[r \cos \varphi - r_0 \cos(\frac{2\pi}{3}t)]^2 + [r \sin \varphi - r_0 \sin(\frac{2\pi}{3}t)]^2}{2\sigma^2} + \right.$$

$$+ e \frac{[r \cos \varphi - r_0 \cos(\frac{4\pi}{3} + \frac{2\pi}{3}t)]^2 + [r \sin \varphi - r_0 \sin(\frac{4\pi}{3} + \frac{2\pi}{3}t)]^2}{2\sigma^2} +$$

$$+ e \frac{[r \cos \varphi - r_0 \cos(\frac{8\pi}{3} + \frac{2\pi}{3}t)]^2 + [r \sin \varphi - r_0 \sin(\frac{8\pi}{3} + \frac{2\pi}{3}t)]^2}{2\sigma^2} \Big] -$$

$$- \epsilon \sigma_p [U(r, \varphi, H, t) + 273]^\delta. \quad (2)$$

Граничные условия на участках верхнего торца, закрытых теплоизолирующей крышкой:

$$\gamma(U) \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x=H} = \bar{\gamma} \frac{1}{5d} [U(r, \varphi, H, t) - 200]; \quad (3)$$

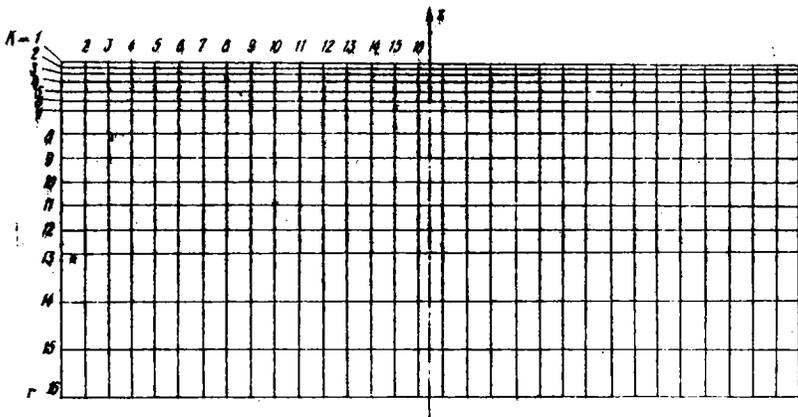
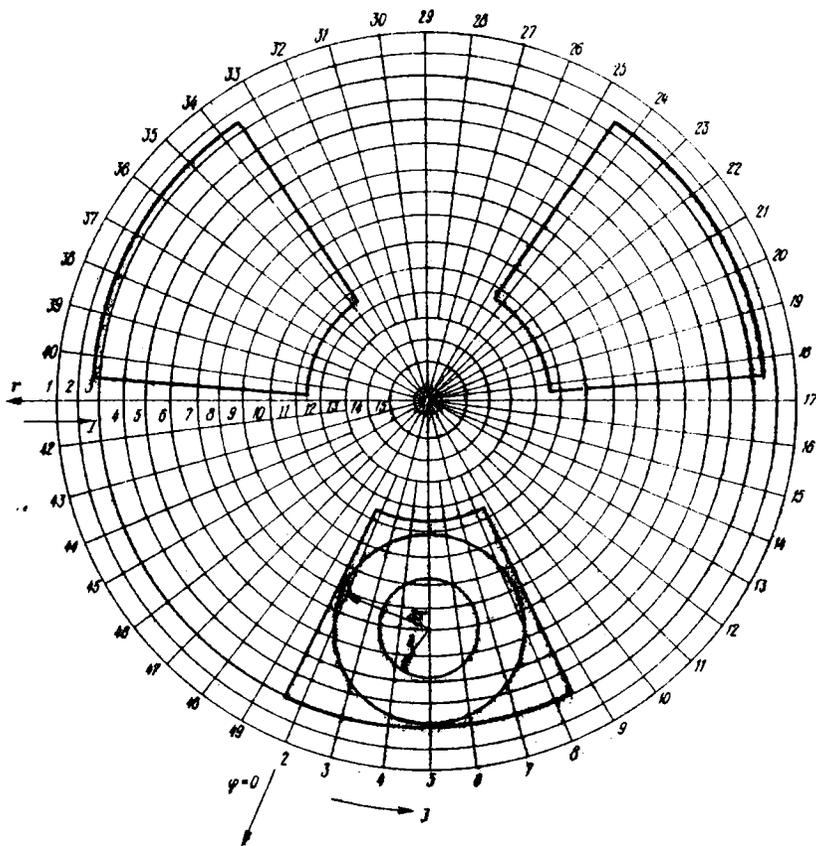
на дне:

$$\gamma(U) \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_{x=0} = \bar{\gamma} \frac{1}{d} [U(r, \varphi, 0, t) - 10]; \quad (4)$$

на боковой стенке

$$\gamma(U) \frac{\partial U}{\partial r} \Big|_{r=R} = \bar{\gamma} \frac{1}{d} [U(R, \varphi, x, t) - 10], \quad (5)$$

где r, φ, x - цилиндрические координаты; R - радиус области; H - вертикальная координата верхнего торца области; t - время; ρ - плотность; C - теплоемкость; λ - удельная теплота плавления; δ - дельта-функция; U - температура; $U_{пл}$ - температура плавления; γ - коэффициент теплопроводности; ρ - суммарная мощность в одном пучке энергии; σ - среднее квадратичное отклонение;



◀ Рис.2. Расчетная сетка.

r_0 - расстояние центра облучаемого пятна на верхнем торце области от ее оси вращения; ε - коэффициент черноты; σ_0 - коэффициент пропорциональности из уравнения закона Стефана - Больцмана; $\bar{\lambda}$ - коэффициент теплопроводности теплоизоляции, окружающей рассматриваемую область; δ - толщина теплоизоляции на нижней и боковой поверхностях области.

Наибольший интерес, с точки зрения исследования температурных осцилляций, представляет верхняя часть рассматриваемой области, где происходит незатухающие колебания температуры, вызванные ее вращением. Естественно, что максимальные градиенты температуры должны быть вблизи облучаемой поверхности, а потому в этой части области сетку следует измельчить. Сетка, на которой была найдена сеточная функция, являющаяся решением разностных уравнений, аппроксимирующих исходные дифференциальные, показана на рис.2. Здесь индекс радиальной координаты изменяется от 1 до 16 и индекс вертикальной - также от 1 до 16, причем индексация ведется от периферии к центру и сверху вниз. Индекс угловой координаты изменяется от 2 до 49. Число 2 в качестве наименьшего индекса выбрано для того, чтобы при вычислении значений индексов некоторых точек не могло получиться отрицательное число, недопустимое в качестве индекса в использованной версии алгоритмического языка "ФОРТРАН".

Расположение и размеры трех окон, через которые производится нагрев рассматриваемой области, также указаны на рис.2. В одном из окон показано положение облучаемого светового пятна в виде двух концентрических окружностей, радиусы которых равны одному и двум средним квадратичным отклонениям распределения энергии в падающем пучке.

На трех ближайших к оси слоях шаг по угловой координате увеличен в два раза, что дает возможность, не снижая средней точности вычислений, сократить время счета, несмотря на некоторое логическое усложнение программы решения задачи.

Воздействие частоты вращения на тепловой режим. Для расчета были взяты три частоты вращения при одинаковых:

$$1) \text{ теплоемкости } - C = C_1(U) = \begin{cases} 0,62 U & | U < 1700^\circ\text{C} \\ 6,73 \cdot U - 10,387 \cdot 10^3 + 5 \cdot 10^5 [\cos 3,74 \cdot 10^{-2} U - 1700^\circ\text{C} \leq U \leq 1900^\circ\text{C} \\ 2,4 \cdot 10^3 & | U > 1900^\circ\text{C} \end{cases} \begin{cases} -56,52 + 1 \end{cases}$$

$$2) \text{ теплопроводности } \gamma = \gamma_2(U) = \begin{cases} 2,176 \cdot 10^{-3} U - 0,653 & | U < 1700^\circ\text{C} \\ 2,0769 \cdot 10^{-2} - 32,2677 & | 1700^\circ\text{C} \leq U \leq 1900^\circ\text{C} \\ 7,2 & | U > 1900^\circ\text{C} \end{cases}$$

Для рассмотренного случая изменение частоты вращения от 20 до 60 об/мин с точностью до 2°C не влияет на величину максимальной температуры на нагреваемой поверхности. В интервале же от 6,6 до 20 об/мин максимальная температура падает на 18°C . Таким образом, увеличение частоты вращения более 5-6 об/мин несущественно влияет на перегрев облучаемой поверхности.

Вращение локально нагреваемого объекта вызовет на нем температурные осцилляции, амплитуда которых зависит от частоты вращения. Расчетные кривые свидетельствуют о более резкой зависимости максимальной амплитуды температурных колебаний в области малых частот вращения.

При данных изменениях частоты вращения образца максимальная амплитуда колебаний на малой глубине под нагреваемой поверхностью (0,5 мм) изменяется в несколько раз больше, чем на самой поверхности вследствие того, что при уменьшенной скорости вращения верхняя поверхность успевает нагреться до большей температуры, но рост температуры здесь сдерживается теплоотдачей в толщу материала, которая увеличивается пропорционально вертикальному градиенту температуры и, главным образом, теплоотдачей в открытое пространство излучением, пропорциональным $\sqrt{}$. Если температура на поверхности повысилась и удерживается в течение длительного времени (малая частота вращения), то должна значительно повыситься температура слоев материала, расположенных вблизи поверхности, причем это увеличение может превысить температуру на самой поверхности, так как в близлежащих слоях существует лишь один механизм теплообмена - механизм теплопроводности. При прохождении же рассматриваемых областей под теплоизолирующей крышкой и для поверхности, и для прилегающих к ней слоев материала механизм потерь излучением в открытое пространство отсутствует, и температура этих слоев за счет теплопроводности изменится примерно на одну и ту же величину за время их нахождения под крышкой.

Неожиданный результат был получен при выяснении воздействия частоты вращения образца на глубину проникновения температурных осцилляций. За глубину проникновения было принято максимальное расстояние от верхнего торца до поверхности, на которой амплитуда колебаний равна $0,5^{\circ}\text{C}$. Соответствующая зависимость экстремального характера представлена на рис.3. Здесь же изображены зависимости глубины проникновения температурных колебаний от теплоемкости и теплопроводности материала, которые были получены при решении той же задачи.

Влияние величин теплоемкости и теплопроводности на тепловые условия в образце. Максимальная амплитуда колебаний температуры на верхней поверхности и непосредственно под ней уменьшается с увеличением

теплоемкости. Несколько неожиданными оказались величины изменения амплитуд колебаний на облучаемой поверхности и на глубине 0,5 мм ($K=2$) под ней в зависимости от теплоемкости материала. Меньшие изменения амплитуды на поверхности образца по сравнению с непосредственно прилегающими областями на глубине 0,5 мм связаны, видимо, с потерями на излучение с поверхности.

Величина теплопроводности в более резкой форме влияет на тепловые колебания на поверхности образца и в меньшей — на колебания в толще материала. Уже при незначительном удалении от облучаемой поверхности характер таких зависимостей меняется на противоположный. С увеличением теплопроводности глубина проникновения температурных осцилляций должна возрастать, а потому на фиксированном расстоянии от верхней поверхности увеличивается и амплитуда колебаний температуры.

Температура в центре верхней поверхности образца как функция теплопроводности его материала имеет максимум при некотором ее значении. Этот максимум качественно можно объяснить следующим образом: при очень большой теплопроводности происходит общее понижение температуры на верхней поверхности образца из-за хорошего теплоотвода, а при очень низкой теплопроводности, несмотря на перегрев облучаемой поверхности, центральная область хуже прогревается из-за высокого теплового сопротивления материала, следовательно, должна иметь место некоторая оптимальная величина теплопроводности, которой будет соответствовать наибольшая температура в центре верхней поверхности образца.

Таким образом, частота вращения образца практически не влияет на перегрев облучаемой поверхности; зависимость глубины проникновения температурных колебаний от частоты вращения образца носит экстремальный характер; величина теплоемкости материала больше влияет на амплитуду колебаний температуры в поверхностных областях, чем на

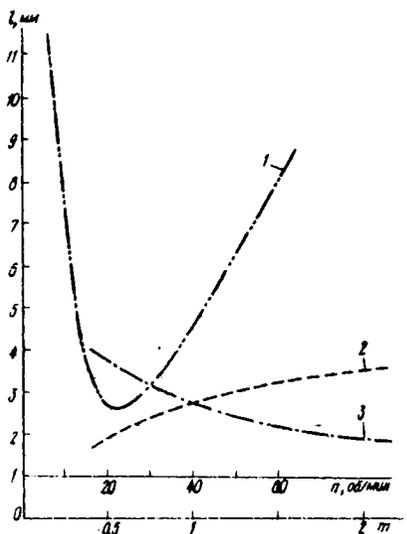


Рис. 3. Зависимости глубины проникновения температурных колебаний от частоты вращения образца, от теплопроводности и теплоемкости его материала.

самой облучаемой поверхности; с увеличением теплопроводности материала образца амплитуда температурных колебаний на его поверхности уменьшается, а в близлежащих областях повышается; существует некоторая величина теплопроводности, при которой в центре верхней поверхности образца достигается максимальная температура при прочих равных условиях.

УДК 691.327: [Б35.211+621.035]

А.Б.Марцинчик

Военно-инженерная академия им.В.В.Куйбышева, Москва

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВОЙСТВ ЦЕМЕНТНЫХ БЕТОНОВ С ПОМОЩЬЮ ИНТЕНСИВНОГО РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА

Для обработки естественных каменных материалов и бетонов наряду с традиционными механическими методами все шире применяется высокотемпературная технология [1, 2]. Есть, например, предложения по декоративному оплавлению каменных и бетонных поверхностей, а также по сварке бетонных конструкций [3].

Поскольку бетоны – основные материалы современного строительства, есть основание исследовать процесс высокотемпературного воздействия на них.

Нами изучены цементные бетоны, в результате чего получены некоторые параметры высокотемпературного технологического воздействия.

Так как в качестве источника высокоинтенсивного теплового воздействия [4] все чаще применяются гелиоустановки (гелиопечи), наши исследования было решено провести на них. Была выбрана гелиоустановка Карадагской обсерватории с диаметром зеркала 1,6 м на базе стандартного прожектора. В фокусе этой установки создавалась облученность (интенсивность облучения) около 1000 Вт/см^2 при площади пятна $0,8 - 0,9 \text{ см}^2$. Тепловые потоки определялись с помощью гелиографа. Интенсивность изменяли путем перемещения объектов исследования вдоль оптической оси. В настоящее время исследования продолжают на лабораторной установке с электродуговым источником света и максимальной облученностью в фокусе около 800 Вт/см^2 .

Для соблюдения правил моделирования образцы бетонов изготавливали в виде цилиндров с площадью торца $1-2 \text{ см}^2$ для облучения в фокусе и вблизи него, а также с площадью 4 см^2 и более для облучения на различных расстояниях от фокуса. Образцы испытывали как в теплоизолированном состоянии, так и без теплоизоляции по боковой поверхности. Для замеров температур в образцы заделывались термопары. Образующийся расплав мог стекать и, таким образом, не задерживать дальнейшего процесса расплавления.

В исследованиях наблюдалась как качественная картина плавления бетонов, так и измерялись количественные параметры: время наступления различных стадий нагрева и плавления при изменяющихся величинах тепловых потоков, величины смыва (глубины расплавления с удалением расплава) в зависимости от облученности; измерялись температурные поля по глубине от поверхности теплового воздействия, а также фиксировалось изменение прочности бетона под расплавленной поверхностью по специальной методике. Точность измерения временных параметров 0,2-0,3 с, а геометрических - 0,5 мм. Каждый параметр измерялся 3 - 5 раз.

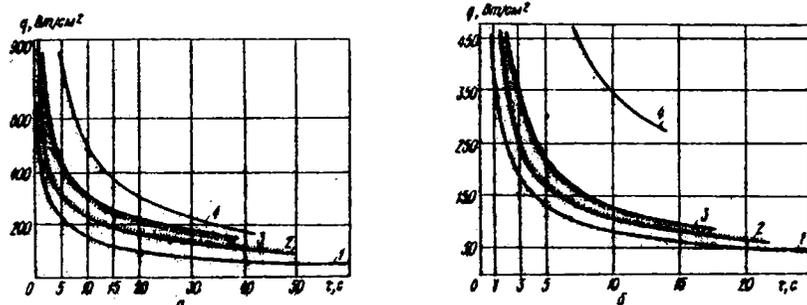


Рис.1. Зависимости для различных степеней высокотемпературного поверхностного оплавления бетонов от интенсивности радиационного потока q и времени воздействия t :
 а - цементный бетон на граните, $\rho_0 = 2200 \text{ кг/м}^3$: 1 - поверхностное раскаливание ($t \approx 700-800^\circ\text{C}$); 2 - начало поверхностного плавления цементной составляющей ($t \approx 1300^\circ\text{C}$); 3 - начало плавления мелкого заполнителя ($t \approx 1700^\circ\text{C}$); 4 - проплавление на глубину 2-3 мм;
 б - цементный бетон на вермикулите, $\rho_0 \approx 1100 \text{ кг/м}^3$: 1 - поверхностное раскаливание; 2 - начало поверхностного плавления цементной составляющей; 3 - начало плавления мелкого заполнителя; 4 - проплавление на глубину 6-7 м.

Исследовались бетоны различного состава. В настоящей статье приводятся результаты, полученные для бетонов двух типов, отличающихся кажущейся плотностью (объемной массой): Первый изготовлен на гранитном заполнителе и имел $\rho_0 = 2200 \text{ кг/м}^3$, а второй - на керамзите с $\rho_0 = 1100 \text{ кг/м}^3$. Мелким заполнителем в обоих случаях был кварцевый песок, вяжущим веществом - портландцемент. Поверхности составов мало отличались по оптическим свойствам - коэффициенты поглощения составляли для ненагретых образцов примерно 0,85.

Полученные результаты приведены на рис. 1 - 3.

Бетоны - сложные многокомпонентные системы. Все их составляющие - цемент, вода, различные виды песка и крупного заполнителя, - сущест-

венно отличаются по физическим характеристикам. Так, вода, не связанная химически с другими компонентами, испаряется при 100°C , а связанная химически — "отрывается" от своих молекул при температуре свыше 200°C ; порландцементы сами состоят из четырех и более минералов, поэтому температура их плавления составляет $1200-1300^{\circ}\text{C}$; кварц, входящий в состав как песка, так и многих крупных заполнителей, плавится при температуре свыше 1700°C , но при 870°C , меняя свое фазовое состояние, увеличивается в объеме на $\sim 13\%$, что приводит к растрескиванию бетона; вспученная обожженная глина — керамзит плавится при $1100 - 1200^{\circ}\text{C}$ [5]. Именно поэтому в исследованиях зафиксированы параметры, характеризующие различные стадии нагрева и плавления бетона.

Вместе с тем испытаны также и сами составляющие бетонов. Подтверждено, что затвердевший цементный камень без заполнителей при воздействии высокотемпературных тепловых потоков разрушается чаще всего взрывообразно вследствие интенсивного испарения воды в замкнутых объемах пор. Присутствие заполнителей (песка и тем более щебня) приводит к другой структуре, что изменяет характер и количество пор и приводит к преобладанию процессов плавления над процессом паро- и газообразования, а также к более спокойному испарению. Это особенно характерно для керамзитобетонов, так как пористая керамика плавится хорошо и равномерно.

Цвет расплава бетона зависит от его состава: обилие кварца приводит к образованию зеленоватой стекловидной поверхности, цемент дает расплав горчичного цвета, керамзит — от темно-коричневого до черного, а гранит — в зависимости от составляющих его окислов. Варьируя компонентами бетона, можно получить различные оттенки расплава на его поверхности.

Величины смыва расплавленного бетона, показанные на рис. 2, получены при квазистационарном радиационном потоке. Они зависят от интенсивности теплового потока и времени воздействия, а также от плотности (для бетонов — от кажущейся плотности ρ_0) материала. Практически целесообразно считать, что смыв бетона почти линейно увеличивается с повышением интенсивности теплового воздействия для исследованного диапазона параметров. Пользуясь этими данными, можно устанавливать оптимальные режимы теплового воздействия на бетонные поверхности при отработке технологических процессов.

Следует отметить, что относительная линейность смыва начинает нарушаться с интенсивностью выше 600 Вт/см^2 . Это, по-видимому, связано с тем, что при высоких плотностях тепловых потоков начинают проявляться также процессы испарения, на которые нужны более высокие интенсивности радиационного воздействия (для неорганических окислов в 5-8 раз).

Установлено, что под слоем остатков расплава после его смыва (~ 1 мм) образуется слой около 1–1,5 мм, в котором преобладает СаО. Он получается как результат термического разложения минералов портландцемента. Этот окисел активно взаимодействует с парами воды, превращаясь в $\text{Ca}(\text{OH})_2$, что приводит, в конечном счете, к отслоению корки расплава.

Теплопроводность бетонов невелика (1,0–1,3 Вт/м·град) [5], поэтому градиент температур под слоем расплава существенен, что дает очень незначительную зону температурного влияния – обычно не более 10–12 мм (в диапазоне 300–600 Вт/см²). Изменения температурных полей и прочности в глубину от нагреваемой поверхности представлены в относительных величинах на рис.3.

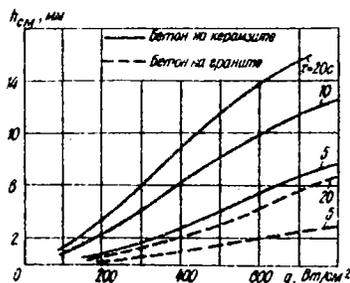


Рис.2. Величины смыва $h_{\text{см}}$ двух видов бетона в зависимости от интенсивности радиационного нагрева q и времени его действия τ .

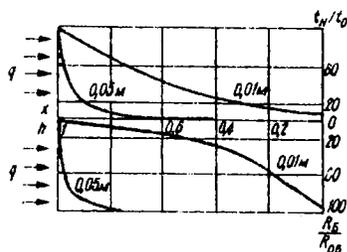


Рис.3. Относительные величины температур t_n/t_0 и прочности R_g/R_{0g} при высокоинтенсивном радиационном нагреве бетонных образцов ограниченной толщины h в зависимости от глубины прогрева x ($\rho = 2200 \text{ кг/м}^3$).

Полученные данные по изменению температур и прочности хорошо согласуются между собой.

Часто в высокотемпературных исследованиях для оценки материалов используют такую характеристику, как эффективная энтальпия ($H_{\text{эф}}$) [6]. Она зависит от интенсивности и времени действия теплового потока, а также и от плотности материала. Наши эксперименты показали, что в определенном диапазоне времен эту характеристику можно считать величиной постоянной.

Приведенные результаты исследований могут служить отправными данными для обработки технологических режимов.

И. Вайнерман А.Е., Шоршоров М.Х., Веселков В.Д. и др. Плазменная наплавка металлов. – Л.: Машиностроение, 1969. – 192 с.

2. Михайлов-Тепляков В.А., Богданов М.П. Автоматизированная лазерная резка материалов. - Л.: Машиностроение, 1976. - 208 с.
3. Горяйнов К.Э. Электрическая сварка и резка бетонных, керамических и каменных материалов. - М.: Стройиздат, 1972. - 143 с.
4. Дасло Т. Оптические высокотемпературные печи. - М.: Мир, 1968. - 211 с.
5. Шестоперов С.В. Дорожно-строительные материалы. - М.: Выс. школа, 1969. - 672 с.
6. Полежаев Ю.В., Юрвич Ф.Б. Тепловая защита / Под ред. А.В. Лыкова. - М.: Энергия, 1976. - 392 с.

УДК 620.171.3

Б.А.Ляшенко, О.В.Пыгулев

Институт проблем прочности АН УССР, Киев

ОХЛАЖДЕНИЕ ФОКУСИРОВАНИЕМ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ ИСПЫТАНИЯХ ТЕРМОСТОЙКОСТИ ПОКРЫТИЙ

Существующие экспериментальные методики и установки для исследования термостойкости материалов с покрытиями используют как естественные, так и принудительные способы охлаждения образцов. К общим недостаткам этих методик следует отнести, во-первых, низкую скорость охлаждения образца при естественном охлаждении, во-вторых, непосредственный контакт поверхности образца с охлаждающей средой при принудительных способах охлаждения. Это приводит к влиянию среды на поверхность образца, проявляющееся через адсорбционное, коррозионное или эрозийное воздействие, что нежелательно при любых испытаниях и особо опасно при испытании материалов с покрытием. При этом адсорбционный эффект проявляется мгновенно, а коррозия развивается во времени. Поэтому их воздействие опасно как для единичных теплосмен, так и для длительного термодублирования.

Классификация [1 - 9] основных способов охлаждения, применяемых при испытаниях на термостойкость, приведена в таблице, из которой видно, что все применяемые способы охлаждения существенно влияют именно на поверхность образца тем самым от цикла к циклу способствуя нарушению сплошности защитного покрытия.

В Институте проблем прочности АН УССР разработана методика бесконтактного фокусированного охлаждения образцов при испытаниях на термостойкость и термостабильность защитных покрытий.

В основу методики положено несколько принципов. Первый - принцип передачи тепла излучением, второй - принцип фокусирования лучистой энергии от образца на поглотитель, третий - принцип замкнутости полости с высокой отражательной способностью внутренней поверхности, в которой происходит теплообмен между образцом и поглотителем.

Классификация основных способов охлаждения и их недостатки

Вид охлаждения	Способ охлаждения, охлаждающая среда	Метод охлаждения	Недостатки
Принудительный	Конвективный (жидкость)	Спреер	Адсорбционное, коррозионное и эрозивное влияние
		Погружение в криогенную жидкость	Кризис кипения. Неравномерность и неупотребляемость процесса охлаждения
		Погружение в ванну	Деформация и коробление образца. Потеря веса
	Конвективный (газ)	Обдув	
	Кондуктивный	—	
Естественный	Излучением	Излучение	Низкая скорость охлаждения

Для бесконтактного радиационного охлаждения необходима оптическая система, имеющая, как минимум, два фокуса.

На рис.1 показана одна из возможных схем такой системы, предназначенной как для радиационного фокусированного нагрева образца, так и для его бесконтактного фокусированного охлаждения.

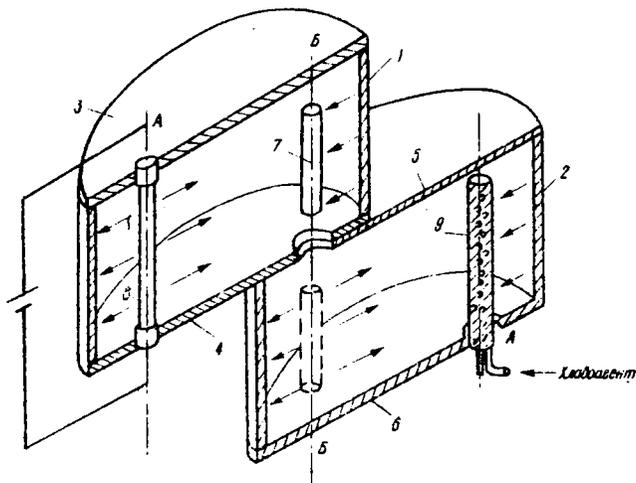


Рис.1. Принципиальная схема замкнутой оптической системы для реализации способа бесконтактного фокусированного охлаждения.

В данном случае замкнутая полость выполнена в виде эллиптических цилиндров 1,2 и плоских крышек 3-6, которые ограничивают цилиндры с торцов. Внутри поверхность полости зеркальная.

Цилиндры расположены так, чтобы, например, фокусы Б имели общую фокальную ось Б-Б. Полученная система имеет, таким образом, три фокуса. Образец 7 помещают в общий фокус системы. В двух других фокусах располагают источник лучистой энергии 8 и поглотитель 9. Для нагрева образец помещают в фокус эллиптического цилиндра 1. Лучистая энергия от высокотемпературного излучателя 8 фокусируется на поверхность образца и нагревает его. Для охлаждения образец перемещают вдоль фокальной плоскости Б-Б в полость эллиптического цилиндра 2.

В этом положении образец, имеющий высокую температуру, сам является источником лучистой энергии, а в фокусе А помещен поглотитель 9 с высокой степенью черноты поверхности.

Если предположить, что при нагреве образца до высокой температуры теплообмен происходит преимущественно излучением, то тепловой поток при радиационном охлаждении зависит от разности температур тел, участвующих в теплообмене, а также от степени черноты их поверхности. Так как перечисленные характеристики для образца являются заданными величинами, то для управления процессом охлаждения необходимо изменять характеристики поглотителя. Это достигается путем нанесения специального покрытия и регулирования температуры поверхности поглотителя вплоть до 77 К.

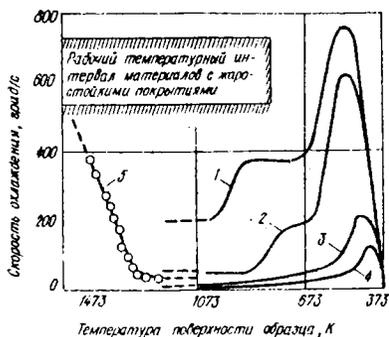


Рис.2. Сравнение процессов охлаждения: 1-4 — при погружения в воду с температурой 293; 323; 353 и 371 К соответственно; 5 — при радиационном фокусированном охлаждении ($T_{\text{погл}} = 273 \text{ К}$, $\epsilon = 0,94$).

Экспериментальное исследование процессов охлаждения в воде и с помощью радиационного фокусирования проводили на круглых образцах из сплава на основе хрома размером 3x18 мм.

Изменение температуры образца фиксировалось с помощью термопары марки ХА, диаметром 0,2 мм и записывалось на шлейфном осциллографе.

Полученные результаты показывают, что сравниваемые процессы охлаждения имеют принципиальное различие (рис.2).

Процесс охлаждения в воде (кривые 1-4) состоит из трех стадий, которые объясняются способом и скоростью отвода тепла от образца. На

первой стадии образец покрыт оболочкой пара и тепло отводится медленно. Это явление называется кризисом кипения [10] и его температурный интервал заключен от верхней температуры цикла до 673–473 К. На второй стадии паровая оболочка разрушается, начинается пузырьковое кипение. Это самая интенсивная стадия охлаждения с максимумом скорости охлаждения, ее температурный интервал заключен между 673 и 473 К. На третьей стадии прекращается кипение воды, скорость охлаждения постепенно уменьшается с понижением температуры образца.

Максимум скорости охлаждения находится за пределами характерного температурного интервала исследования термостабильности жаростойких покрытий, а именно, от высокой до температуры ~ 773 К.

Скорость охлаждения в воде в этом интервале не может быть повышена из-за кризиса кипения. Кроме того, процесс охлаждения в жидкости неуправляемый и проходит резко неравномерно на разных стадиях.

Сравниваемый процесс охлаждения при радиационном фокусировании (кривая 5) проходит равномерно и обеспечивает значительную скорость охлаждения при высоких температурах.

При этом с увеличением температуры испытаний скорость охлаждения возрастает.

Таким образом, при радиационном фокусированном охлаждении можно проводить быстрое и равномерное охлаждение образцов при термомеханических испытаниях. Исключение непосредственного контакта поверхности образца с охлаждающей средой позволяет устранить ее воздействие на поверхность образца.

Эти преимущества дают основание рекомендовать данную методику для использования при термодинамических испытаниях материалов с покрытием.

1. Писаренко Г.С. и др. Прочность материалов при высоких температурах. - Киев: Наук. думка, 1966. - 791 с.

2. Самсонов Г.В., Эпик А.П. Тугоплавкие покрытия. - М.: Металлургия, 1973. - 399 с.

3. Эмалирование металлических изделий. - Л.: Машиностроение, 1972. - 495 с.

4. Любимов М.Л. Спаи металла со стеклом. - М.: Энергия, 1968. - 280 с.

5. Дудник Г.Н., Банас Ф.П., Александров Б.В. Характер разрушения листового армированного материала при термоциклировании. - Пробл. прочности, 1973, № 1, с.99-100.

6. Панфилова С.А., Горбунов Н.С., Пономаренко Е.П. и др. Вакуум-диффузионные хромовые защитные покрытия. - В кн.: Высокотемпературная коррозия и методы защиты от нее. М.: Наука, 1973, с.114-121.

7. Свирский Л.Д., Пирогов Ю.А. Исследование процесса формирования и свойств жаростойких покрытий, получаемых газоплазменным способом. - В кн.: Жаростойкие покрытия. Л.-М.: Наука, 1965, с.191-200.

8. Rossi R.C. Thermal-shock-resistant materials. - Ceram. Severe Environ. Proc. 6th Univ. Conf. Ceram Sci. N.C. State Univ. Raleigh, 1970, New York, 1971, p. 123-135.

9. Lineback L.D., Manning GR. Factors affecting the thermal shock behaviour of yttria stabilized hafnia based graphite end tungsten composites. - Ceram. Severe Environ. Proc. 6th Univ. Conf. Ceram. Sci. N.C. State Univ. Raleigh, 1970, New York, 1971, p.137-145.

10. Справочник. Металловедение и термическая обработка / Под ред. М.Л.Берштейна и А.Г.Рахштадта. - М.: Гос. науч.-техн. изд-во лит. по черной и цвет. металлургии, 1962. - Т.2. 1656 с.

УДК 536.24.

Е.Н.Бут

Харьковский авиационный институт

О ВЫБОРЕ МЕТОДА РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Обратные задачи теплопроводности - бурно развивающееся в последнее десятилетие направление теплофизики - широко применяются в планировании и обработке теплофизических экспериментов. Прошло время недоверия, когда обратные задачи, как некорректно поставленные, считались неразрешимыми, восхождения, когда любое решение встречалось бурными овациями, и наступило время разбора что есть что.

Сейчас общепринято относить к обратным задачам, ориентированные против причинно-следственной связи, что вызвало сомнения еще в 1976 г. Монографии [1 - 4] и другие довольно полно обрисовывают состояние этого направления за последний период. Однако до сих пор, несмотря на многочисленные споры, отсутствует классификация методов решения обратных задач, способная удовлетворить если не всех, то большинство исследователей, неясны признаки и их взаимосвязь при классификации методов решения ОЗТ. Поэтому большинство авторов при публикации нового метода или какого либо варианта старого выносят в название признак того приема, который позволил им добиться успеха, не заботясь о том, насколько данный признак относится к существу метода. В качестве отрицательного примера такого названия автор приведет одну из своих работ, где существенный признак, сплайн-аппроксимация искомой величины, уравнен с методом минимизации функционала. Какие же признаки классификации на сегодняшний день не вызывают сомнения в своей сущности? Это признаки, характеризующие вид ОЗТ. Там, правда, еще шумят споры: называть задачу по определению теплофизических характеристик инверсной или коэффициентной, но это уже терминологические споры, которые может быть важны для терминологии, но не для классификации ОЗТ, так как это спор о названии класса, а не о его выделении. Поэтому два таких признака, как размерность задачи, функции и параметры, подлежащие определению, не вызывают сомнения в своей важности.

Что же является основным методом решения ОЗТ и какую трудность обязан преодолеть любой метод, пусть по своему, но общую для любой ОЗТ. На наш взгляд, такой трудностью является некорректная постановка обратной задачи, заключающаяся в нарушении одного из трех условий корректности: 1) решение существует; 2) решение единственно; 3) решение непрерывно зависит от входных данных.

В физически реализуемых задачах, каковыми являются обратные задачи теплопроводности, возникающие при обработке и планировании теплофизического эксперимента, первое условие никогда не нарушено. Так как причина, вызвавшая следствие, физически существует, то в физически реализуемых задачах нарушаются условия 2 и 3, особенно если постановка задачи стохастическая. Таким образом, одним из следующих признаков следует выбрать вид постановки задачи – детерминированный или стохастический.

Следующим признаком, по нашему убеждению, необходимо выделить такой важный шаг в решении некорректно поставленных задач, как регуляризация задачи в самом общем смысле этого понятия. Так как большинство ОЗТ относятся к некорректно поставленным задачам математической физики, то без использования некоторой априорной информации или некоторых, суживающих первоначальную задачу, предположений, изменяющих исходную некорректную постановку задачи на корректную, эти задачи не могут быть решены. Здесь необходимо отметить, что некоторые методы, сами по себе, вносят ограничения, переводящие решаемую задачу в класс корректно поставленных. Это обстоятельство было замечено О.М.Алифановым [1] и получило название "естественной" регуляризации. За счет чего же происходит регуляризация, т.е. какие ограничения на исходную задачу, накладываемые исследователем сознательно (осознанная регуляризация) или невольно (естественная регуляризация). Академик А.Н.Тихонов утверждает – сужение пространства решений. Поэтому следующим признаком мы предлагаем взять функциональное пространство, в котором ищется решение. Даже краткий обзор методов решения ОЗТ показывает, что все применяемые методы сужают пространство решений. Одни это делают явно [3, 5, 6], называя класс функций, в котором ищут решение, другие сужают пространство решений неявно, накладывая ограничения на пространство температурного поля [1, 2, 4]. В последнем случае описать пространство решений затруднительно, хотя введенные ограничения могут иметь физическое обоснование.

В качестве следующего признака нам предоставляется целесообразным, следуя Л.А.Коздобе, взять признак разделения методов решения ОЗТ на прямые и экстремальные, хотя автору ближе термин идентифика-

ция. Термин экстремальные указывает на то, что решение – это элемент пространства, на котором достигается экстремум некоторого функционала. Термин идентификация имеет более глубокий смысл – на множестве моделей, заданных уравнением теплопроводности и ограничениями, наложенными перечисленными выше признаками, отыскивается наиболее близкая, в смысле некоторого функционала, модель, которая идентифицируется (отождествляется) с исследуемой. Отметим, что класс, определяемый этими двумя признаками, один и тот же.

Следующим признаком, естественно, выступает мера близости, т.е. минимизируемый функционал, который в случае применения пространств решений изоморфных \mathcal{A}^n (пространство полиномов, кусочно-полиномиальных функций, Фурье и других) переходит в функцию многих переменных, тем самым резко упрощая решаемую задачу.

Логично затем выделить метод минимизации функционала или функции качества, так как возможен широкий спектр применяемых методов, например, нелинейного программирования, оптимального оценивания и др.

Применение для решения некорректно поставленных задач методов идентификации включает в себе многократное решение прямой задачи теплопроводности, метод решения которой значительно влияет на весь процесс идентификации (особенно на время решения) и, несмотря на то, что эти методы развиваются достаточно долго, в их названиях также существует некоторая неоднозначность. Так, на наш взгляд, метод решения прямой задачи теплопроводности должен характеризоваться следующими признаками.

1. Аналитический или численный.

2. Метод решения задачи аппроксимации уравнения теплопроводности системой дифференциально- или конечно-разностных уравнений (метод конечных разностей, метод элементарных тепловых балансов и др.).

3. Метод решения полученной системы уравнений (метод Гаусса, метод Зейделя, метод прогонки, метод Рунге – Кутты и др.).

Предлагаемая нами классификация представлена на рис.1 и содержит следующие признаки:

1) размерность задачи; 2) функции и параметры, подлежащие определению; 3) детерминированность или стохастичность постановки; 4) пространство решений (регуляризация задачи); 5) прямой метод решения ОЗТ или идентификация; 6) критерий качества (критерий близости); 7) метод минимизации, выбранного критерия; 8) метод решения прямой задачи.

В качестве примера применения предлагаемой классификации приведем классификацию методов из работ [5, 6]. Так, метод решения

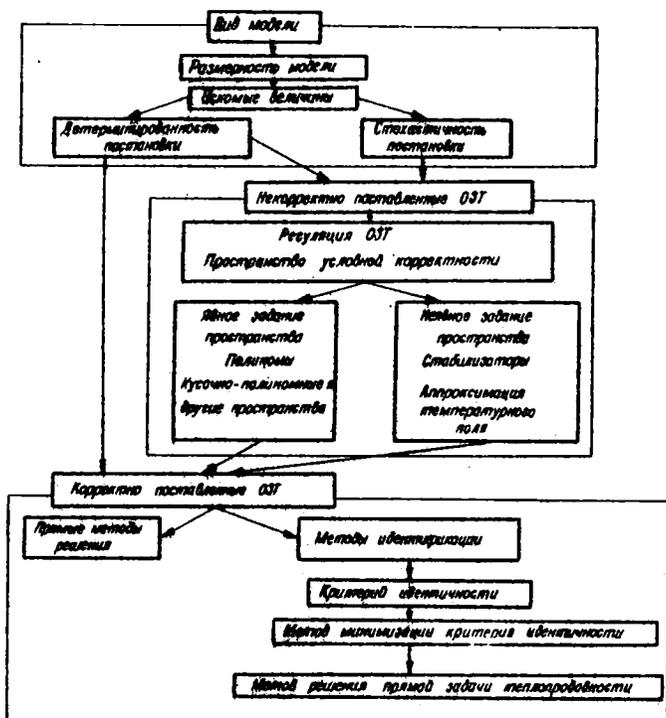


Рис.1. Классификация методов решения ОЗТ.

ОЗТ [6] получит следующее описание – решение одномерной граничной задачи в стохастической постановке в пространстве сплайн-функций относительно максимума апостериорной вероятности получаемой оценки с помощью фильтра Калмана. Работа [6] – определение зависимости теплопроводности от температуры в одномерном теле в пространстве сплайн-функций относительно квадратичного критерия качества с помощью метода сопряженных градиентов.

Сравнительно недавно автор данной статьи относился к задаче классификации иронически и считал, что главное решить поставленную задачу наиболее простым способом, но когда ему пришлось обосновать выбор метода из существующих – то, как видно из этой работы, резко изменил свое мнение. Теперь ясно, что методы надо сравнивать по модели процесса, пространству решений, критерию идентичности, методу минимизации критерия идентичности и т.д.

Приведем пример выбора параметров метода, используя приведенную классификацию. Первые три признака обуславливаются физической реализацией задачи и ее модельным приближением. Обратим внимание на то, что зависимость теплопроводности от температуры выражается разными авторами в различных пространствах, и попытаемся провести правдоподобные рассуждения по выбору пространства решений. В одномерном случае (не стоит сразу делать многообещающие заявления, что в многомерном мы не встретим никаких принципиальных трудностей, так как существует такое понятие как тензор теплопроводности) уравнение теплопроводности имеет наиболее удобный к рассмотрению вид

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2$$

с необходимыми краевыми условиями.

Неомотря на то, что уравнение решается приближенно, логично потребовать, чтобы его левая и правая части принадлежали одному и тому же классу функций. В противном случае: что делать непрерывной правой части, когда левая терпит разрыв? Конечно, скачок легко оправдать неточностью вычислений, а именно, величина скачка должна быть меньше погрешности решения задачи, но эти оправдания вызывают столько вторичных вопросов (связь погрешности решения и погрешности задания допустимых величин скачков, влияние различных видов приближений на погрешность решения и т.д.), что автор уже не рад приведенному выше оправданию. Итак, на наш взгляд, наиболее правдоподобно потребовать, чтобы левая и правая части уравнения теплопроводности принадлежали к кусочно-аналитическим функциям, т.е. к сплайн-функциям. При этом дифференцирование по пространству в правой части, а по времени в левой не изменит класса. Нарушение этого требования в узлах и есть погрешность приближения, но почти всюду требование принадлежности одному классу мы выполняем, и к тому же в узлах аппроксимации, если воспользоваться сплайн-функциями, принадлежащими классу $C^2(r) \otimes C^3(r)$, то также обеспечивается условие непрерывности для левой и правой частей уравнения.

Таким образом, у нас есть модель и пространство решений, в котором поставленная задача (идентификация зависимости теплопроводности от температуры) корректна. Вопрос критерия идентичности решается проще — обычно авторы выбирают квадратичный или среднеквадратичный критерий. Вопрос выбора метода минимизации ожидает своего решения. Также не ясно, как решать прямую задачу, когда поле температур задано сплайн-функцией. Приведем краткие обоснова-

ния и блок-схему метода решения прямой задачи с граничными условиями II рода в рассматриваемом случае. Пусть температурное поле аппроксимируется сплайн-функцией

$$T(\tau, x) = \sum_{-1 \leq p \leq L} \sum_{-1 \leq q \leq N+1} T_{p,q} S_{p,p}^{(2)}(\tau) S_{p,q}^{(2)}(x).$$

При этом заданы

начальное условие $T(0, x) = \varphi(x)$; $x = x_i$; $i = 1, 2, \dots, I$; $I = N+3$

и граничные условия

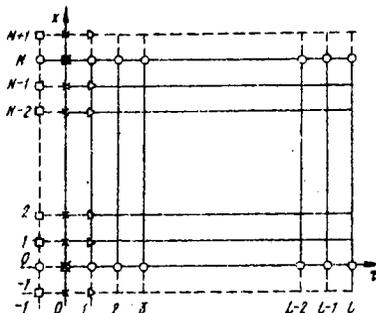
$$\frac{\partial T}{\partial x}(t, 0) = \psi_0(\tau); \quad \frac{\partial T}{\partial x}(t, l) = \psi_1(\tau); \quad \tau = \tau_k; \quad k = 1, 2, \dots, Q.$$

Подлежит определению поле температур посредством нахождения поля коэффициентов сплайнов $T_{p,q}$ (рис.2) в пространственно-временной области. Итак, всего коэффициентов

$$(L+2)(N+3) = LN + 3L + 2N + 6.$$

Из граничных условий можно определить $2Q+4$ коэффициента, а из начальных $N+3$ коэффициента, причем два коэффициента перекрываются. Это $T_{0,0}$, $T_{0,N}$ (см.рис.2). Всего из краевых условий опре-

Рис.2. Пространственно-временная схема аппроксимации температурного поля B-сплайнами:
 λ - узлы, коэффициенты в которых определяются из начальных условий;
 \circ - узлы, коэффициенты в которых определяются из граничных условий;
 \square - узлы, коэффициенты в которых определяются из уравнений, записанных в узлах $(0,0) \dots (0,N)$; Δ - узлы коэффициенты в которых определяются рекуррентно.



деляются $2L + N + 5$ коэффициентов. Если в каждом узле аппроксимации записать уравнение теплопроводности, то получим еще $(N+1)(L+1)$ уравнений. Таким образом, число линейнонезависимых уравнений

$$(2L + N + 5 + NL + N + L + 1) = NL + 3L + 2N + 6$$

равно числу коэффициентов, подлежащих определению. Приведем алгоритм решения прямой задачи с помощью аппроксимации температурного поля сплайн-функцией.

1. Определение $T_{i,0}$ из граничного условия.
2. Определение $T_{i,N}$ из граничного условия.
3. Определение $T_{0,g}$ из начального условия.
4. Определение $T_{-1,g}$ из уравнений теплопроводности в узлах нулевого временного слоя.
5. Рекуррентное определение $T_{k,g}$ по $T_{k-1,g}$ из уравнений теплопроводности в узлах k - временного слоя.

Замечание. Число измерений локальных температур начального распределения должно равняться $N+3$ или быть больше этого числа. Число измерений граничных условий во времени должно быть больше или равно $L+2$. Здесь $N+3$ - количество коэффициентов, порожденных пространственной аппроксимацией, а $L+2$ - временной. Между узлами $(0,0)$, $(0,1)$ и $(0, N-1)$, $(0, N)$, а также $(0,0)$, $(1,0)$ и $(0, N)$, $(1, N)$ краевые условия должны быть заданы не менее чем в двух точках.

Таким образом, в работе рассматривается некоторый единый подход к выбору метода решения ОЗТ, по предложенной классификации и приводится метод решения прямой задачи в пространстве сплайн-функций для использования его в алгоритмах решения ОЗТ. Основным отличием приведенной классификации от существующих является признак регуляризации исходной некорректно поставленной ОЗТ, а основным отличием предложенного метода решения прямой задачи - непрерывность полученного приближенного решения по второй пространственной и первой временной производных.

1. Алифанов О.М. Идентификация процессов теплообмена летательных аппаратов. - М.: Машиностроение, 1979. - 216 с.
2. Коздоба Л.А. Решение нелинейных задач теплопроводности. - Киев: Наук. думка, 1976. - 136 с.
3. Симбирский Д.Ф. Температурная диагностика двигателей. - Киев: Техніка, 1976. - 208 с.
4. Шумаков Н.В. Метод последовательных интервалов в теплотехнике нестационарных процессов. - М.: Атомиздат, 1979. - 212 с.
5. Симбирский Д.Ф., Бут Е.Н. Измерение тепловых потоков одномерными термоприемниками с применением фильтра Калмана и сплайн-аппроксимации. - В кн.: Экспериментальные методы термодиагностики газотурбинных двигателей. - Харьков: Изд. ХАИ, 1975, вып. 2, с.33-43.
6. Артюхин Е.А. Определение коэффициента теплопроводности из решения обратной задачи. - В кн.: Тепломассообмен и моделирование в энергетических установках. Ч.1, Тула; Л.: Наука, 1979, с.105-106.
7. Коздоба Л.А. Методы решения обратных задач теплопроводности в газотурбинных двигателях. - В кн.: Методы и средства машинной диагностики газотурбинных двигателей и их элементов. Харьков: Изд. ХАИ, 1980, т. 2, с.3-4.

М.И.Муравьева, Е.И.Галант, О.А.Дзюба,

Т.В.Еремина, И.Е.Касич-Пилипенко

Государственный оптический институт им. С.И.Вавилова, Ленинград;

Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

СИЛОВЫЕ СВЕТОВОДЫ ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

В последние годы все острее встает вопрос об использовании лучистой энергии Солнца. Это практически неиссякаемый источник, обеспечивающий чистый нагрев. Энергия Солнца может быть сконцентрирована в поток высокой плотности, который можно использовать для различных технологических процессов: сварки, резки, пайки, выращивания монокристаллов, переплава, а также для нагрева, освещения и других целей как в наземных, так и в космических устройствах [1 - 5].

Концентрация лучистой энергии может быть осуществлена оптическими системами, например, зеркальным параболюидом или системой зеркал. Энергия концентрируется в фокальном объеме, но размещать здесь приемник энергии неудобно, а иногда и невозможно. Однако до настоящего времени не существует средств передачи лучистого потока из фокального объема оптической системы к месту ее использования.

Гибкие силовые световоды, а также жесткие, определенной, заранее заданой конфигурации, могут быть успешно применены для этих целей.

Гибкий силовой световод представляет собой пучок тонких стеклянных волокон, скрепленных на конце. Каждое волокно имеет жилу из стекла с более высоким показателем преломления (1,6-1,8) и оболочку с меньшим показателем. Жесткий силовой световод представляет собой стеклянный стержень, состоящий из одной или нескольких жил, каждая из которых окружена оболочкой. Светопропускание световодов основано на явлении полного внутреннего отражения на границе раздела жилы - оболочки. Максимально-допустимый угол входа лучей в световод определяется его числовой апертурой, которая зависит от разности показателей преломления стекол жилы и оболочки.

В гелиоэнергетике в качестве концентрирующего элемента в основном применяют зеркальный параболюид с углом раскрытия 120° . Для того, чтобы световод, размещаемый в фокальной плоскости параболюида, мог воспринимать лучистый поток, сходящийся под углом 120° , его апертура должна быть не менее 0,86. Поэтому необходимы пары стекол с большой разностью показателей преломления.

Для повышения эффективности силовых световодов необходимо существенно уменьшить потери энергии в световодах. Для этого стекла, из которых сделаны силовые световоды, должны иметь малые коэффициенты поглощения.

Так как в фокальном пятне зеркального параболоида диаметром 1,5 м имеет место большая плотность излучения порядка 1500 Вт/см^2 , при которой разрушается большинство оптических материалов, необходимо, чтобы стекла для силовых световодов обладали бы достаточной устойчивостью к таким лучистым потокам.

При подборе пар необходимо, чтобы коэффициенты термического расширения стекол жилы и оболочки были максимально близкими, вязкости стекол также должны минимально отличаться друг от друга.

Было испытано на устойчивость к концентрированному солнечному излучению (КСИ) множество различных оптических материалов. Образцы для испытания представляют собой цилиндры диаметром 5 мм и длиной 10 мм или параллелепипеды $5 \times 5 \times 10$ мм с отполированными торцами. В фокальное пятно вводится один из торцов образца.

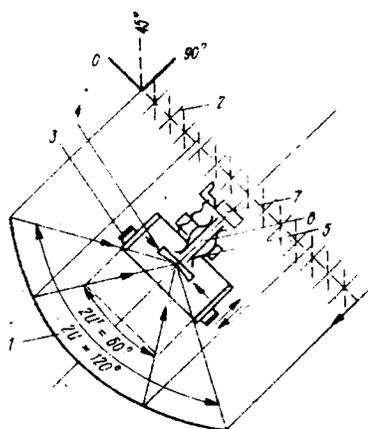


Схема гелиоустановки СГУ-2 для испытания силовых световодов.

При испытании образцов кубической формы $15 \times 15 \times 15$ мм из-за большой неравномерности распределения энергии по образцу, происходит его растрескивание независимо от величины потока и устойчивости материала образца, что не позволяет выявить различие в устойчивости к КСИ разных материалов.

Испытание на устойчивость к воздействию КСИ проводилось на гелиоустановке СГУ-2 (рисунок), где 1 - концентратор параболоидный с тыльным зеркальным покрытием, диаметром $D=1500$ мм, с фокусным расстоянием $F=640$ мм, диаметром фокального пятна $d=8,0$ мм, углом раскрытия $2\alpha=120^\circ$; 2 - плоско-параллельные жалюзи для регулирования падающего на параболоид лучистого потока; 3 - экранирующий цилиндр, передвигаемый по оси к зеркалу, за счет чего изменяется угол схождения лучистого потока в фокальной зоне и величина его плотности; 4 - диафрагма, водоохлаждаемая со сменными вставками с различными отверстиями; 5 - держатель образцов, укрепленный на устройстве с коор-

динатными подвижками; 6 - испытываемый образец; 7 - нагреваемый объект. Энергетические параметры установки определялись методом калориметрирования [67].

Образец закрепляют в держателе 5 и выводят из фокальной зоны концентратора. Зеркало 1 направляется на Солнце и образец постепенно, в течение 1-2 мин, вводит в фокальное пятно зеркала. Поток повышается постепенным открытием жалюзи до разрушения образца. Если разрушения не наступает, поток доводят до максимально возможного значения, и образец выдерживают в течение 10 мин.

Из 60 испытанных на устойчивость к КСИ оптических материалов (силикатных стекол, кварца и кристаллов) наиболее устойчивы к воздействию интенсивных потоков порядка 1500 - 1800 Вт/см² тяжелые кроны ТК1, ТК3, ТК23. Эти стекла имеют высокий показатель преломления (1,56-1,58) и поэтому могут быть использованы в качестве стекол жилы волокна, предназначенного для изготовления силовых световодов. Стекло с показателем преломления менее 1,51, устойчивых к интенсивным потокам, пригодных для оболочек световедущих жил, значительно больше. Это легкие кроны ЛК1, ЛК5, ЛК6, ЛК8, большинство испытанных электровакуумных стекол, все кварцевые стекла, а также стекла 129₀ и 157₀, созданные в качестве оболочек для высокоэнергетических волоконно-оптических пар. Устойчивы к КСИ все испытанные кристаллы, кроме фтористого бария. Разрушаются под воздействием КСИ все испытанные флинт (Ф4, Ф5, Ф10, Ф12, Ф13, Ф13). Характер их разрушения - горение и оплавление. Таков же характер разрушения электровакуумного стекла ЗС9. У некоторых стекол (А19, К1265, ЗС5, ТБ25) сначала оплачивается входной торец, а затем, если воздействие КСИ не прекращается, весь образец. Для остальных стекол характер разрушения - растрескивание.

В результате механической обработки поверхности стекол абразивами при шлифовке и полировке обычными способами образуется поверхностный микротрещиноватый слой с включениями абразивных зерен, являющихся центрами поглощения энергии и разрушения. Микротрещины способствуют разрушению поверхности, а потом и объема стекла. Очевидно, что устранение данного слоя может повысить устойчивость стекол к концентрированному излучению оптического диапазона. Это может быть сделано путем огневой, плазменной или химической полировки поверхности. Экспериментально проверено, что химическая полировка (травление) существенно повышает устойчивость стекол. Состав раствора для травления, его концентрацию и продолжительность травления подбирают индивидуально в зависимости от состава стекла.

Устойчивость пар стекол определяется при испытании либо жестких силовых световодов диаметром 5–10 мм, либо гибких жгутов волокон диаметром около 10 мм. Вначале испытывались на устойчивость к КСИ существующие пары стекол (таблица).

Пара стекло	Тип световода	Апертура	Поток на входе световода, Вт/см ²	Результаты испытаний
TK16-ЛК6	Гибкий	0,65	300	Оплавление входного торца
ТФ6-К17	"	0,86	300	То же
Р19-129	"	1,0	190	"
ТВФ1053-К1265	"	1,0	190	"
БЭ25-К17	"	0,54	300	Устойчив

Наиболее устойчивой является пара БЭ25 – К17. Однако при максимальной облученности в фокальном пятне такие жгуты также разрушаются, и поэтому не могут быть использованы в качестве силовых световодов.

Из числа новых испытанных и устойчивых к КСИ пар стекол выбраны пары ТК23-157₀ и В1558-В1448, пригодные для изготовления силовых световодов. Изготовлены жесткие силовые световоды диаметром 7–10 мм и гибкие световоды из оптического волокна с диаметром жгута около 10 мм. Длина световодов 300–500 мм.

Как показали исследования, для скрепления концов волокон не могут быть использованы клеи, так как они разрушаются под воздействием КСИ. Наиболее подходящим способом скрепления концов волокон является механический обжим свободных волокон с помощью цанги. Результаты испытаний показали, что наибольшей устойчивостью к КСИ обладают гибкие световоды с торцами, не подвергавшимися механической обработке (шлифовке и полировке).

Жесткие и гибкие силовые световоды из пар стекол ТК23-157₀ и В1558-В1448 устойчиво работали в фокальном пятне параболоидного зеркала диаметром 1,5 м в течение нескольких часов при потоке на входе 700–800 Вт/см². Энергия на выходе достаточна для воспламенения бумаги, дерева, расплавления припоев ПОС и ПСР (температуры плавления примерно 300⁰ и 600⁰С), а также для пайки пластин из хромоникелевого сплава с помощью припоя ПСР-45 и для разогрева докрасна и прожига фольги из меди и нержавеющей стали.

Показана возможность создания силовых световодов для передачи по ним концентрированного солнечного излучения из фокальной зоны гелиоконцентратора к месту использования.

Для успешного продолжения работы по силовым световодам необходимо создание оптической системы на входе для преобразования потока с углом входа 120° в поток с углом, равным апертурному углу световода, без существенного уменьшения энергии, а также для преобразования расходящегося потока излучения в сходящийся на выходе из световода. Это позволит более эффективно использовать всю энергию, собираемую гелиоконцентратором для передачи по силовому световоду.

Таким образом, необходимо создание силовых световодов из новых, устойчивых к КСИ пар стекол, более высокоапертурных пар, а также из других оптических материалов. Следует улучшать качество существующих силовых световодов путем уменьшения дефектов в стекле и понижения его светопоглощения, а также усовершенствования конструкции и технологии изготовления световодов.

1. Вейнберг В.Б., Саттаров Д.К. Оптика световодов.-Л.: Машиностроение, 1969. - 280 с.

2. Францевич И.Н., Дверняков В.С., Пасичный В.В. и др. Исследование возможностей использования лучистой энергии Солнца для сварки и пайки металлов, - В кн.: Космические исследования на Украине. Киев: Наук. думка, 1973, вып.1, с.9-14.

3. Францевич И.Н., Трефилов В.И., Дверняков В.С. и др. Некоторые результаты исследования технологических процессов, осуществляемых с помощью солнечной энергии в условиях моделирующих космические.- В кн.: XXIII Конгресс МАФ. Прага: Чехословацкий оргкомитет, 1977, с.6.

4. Францевич И.Н., Дверняков В.С., Касич-Пилипенко И.Е. и др. Малогабаритная гелиоустановка "Луч-1" для осуществления технологических процессов в космическом пространстве. - В кн.: Космические исследования на Украине. Киев: Наук. думка, 1975, вып.6, с.66-70.

5. Балаяков И.Т., Борисов Ю.Д., Технология в космосе. - М.: Машиностроение, 1974.

6. Дверняков В.С., Пасичный В.В. Определение параметров специальной гелиоустановки, предназначенной для исследований тугоплавких материалов. - Докл. АН УССР, 1966, № 5, с.66-70.

УДК 620.172.251.2

О.В.Цыгулев, Л.А.Основский, Ж.А.Астахова, Н.Г.Симошенко
ОКТЕ Института проблем материаловедения АН УССР, Киев

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЗУЧЕСТИ И ДЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ НИОБИЕВОГО СПЛАВА С КОМПЛЕКСНЫМ СИЛИЦИДНЫМ ПОКРЫТИЕМ В УСЛОВИЯХ РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА

Боросилицидные покрытия являются эффективной защитой от высокотемпературного окисления тугоплавких металлов [1, 2]. Известно повышение долговечности и оспротивления ползуучести боросилицированного молибдена сравнительно с силицированным [3, 4].

Цель настоящего исследования - получение предварительных сведений о влиянии боросилицидного покрытия на высокотемпературные ползуучесть и долговечность сплава ниобия.

Сравнивали высокотемпературное поведение образцов из сплава ниобия, имевших различные покрытия, наносимые в две стадии отжигом образцов в порошковых смесях.

Характеристика покрытий: $B + Ti - Si$ - боросилицидное; толщина боридного подслоя (NbB_2) $\sim 1,1$ мкм, толщина силицидного слоя ($NbSi_2$ легированный титаном) ~ 56 мкм. $Fe - Cr + Ti - Si$ - силицидное; толщина слоя $NbSi_2$, легированного Fe, Cr и Ti - 70 мкм.

Образцы вырезались из листового проката толщиной 1 мм вдоль направления прокатки. Испытания на ползучесть и долговечность проводили при 1673 К на воздухе по методике [5] с использованием радиационного фокусированного нагрева.

Представленные на рис.1 диаграммы деформирования свидетельствуют об общем сходстве характера ползучести образцов с силицидным и боросилицидным покрытиями.

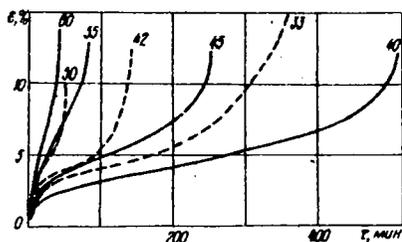


Рис.1. Кривые ползучести сплава НЦУ с покрытием на воздухе при температуре 1673 К:
— с боросилицидным покрытием;
--- с силицидным покрытием. Цифрами указан уровень напряжений, МПа.

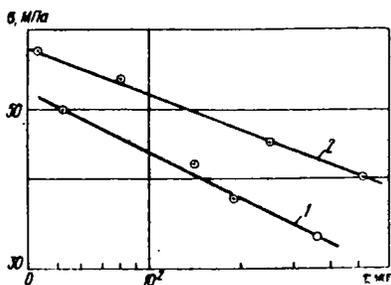


Рис.2. Длительная прочность сплава НЦУ с покрытием на воздухе при 1673 К:
1 - с силицидным покрытием;
2 - с боросилицидным покрытием.

Однако представленные диаграммы деформирования имеют следующие частные отличия.

1. Удельная продолжительность участка ускоренной ползучести силицированных образцов значительно выше, чем у боросилицированных.

2. Боросилицированные образцы имеют пониженную скорость ползучести сравнительно с силицированными.

Представленные на рис.2 зависимости долговечности свидетельствуют о том, что боросилицированные образцы обладают значительно большей долговечностью, чем силицированные. Так, при напряжении 40 МПа указанная долговечность увеличивается в 3 раза.

Деформация при разрушении боросилицированных образцов заметно выше, чем силицированных при напряжениях $\sigma > 55$ МПа (долговечности менее 200 мин) и ниже при напряжениях $\sigma < 45$ МПа (долговечности более 300 мин). При этом следует подчеркнуть, что абсолютное значение деформации при разрушении боросилицированных образцов незначительно изменяется в пределах исследуемых напряжений, тогда как деформация при разрушении силицированных образцов существенно снижается с повышением напряжения.

Испытанные образцы практически не отличаются (кроме цвета) по внешнему виду: участок разрушения, как правило, располагается по середине шейки, концентрация трещин и трещин декорированных окисью ниобия падает с удалением от участка разрушения.

Металлографический анализ продольных шлифов разрушенных образцов свидетельствует о том, что степень раскрытия трещин увеличивается при их приближении к участку разрушения; происходит рассасывание силицидного покрытия с образованием подслоя фазы Nb_2Si_3 , рассасывание силицидного слоя боросилицидного покрытия не наблюдалось. Слой фазы $NbSi_2$ частично сохранялся на всех силицированных образцах, т.е. покрытия обладали потенциальной жаростойкостью в момент разрушения образцов.

Полученные результаты, вероятно, можно объяснить следующим образом. Пониженная скорость ползучести боросилицированных образцов может быть обусловлена снижением скорости вязкого течения сплава и уменьшением плотности подвижных дислокаций в наружной зоне сплава ниобия, примыкающей к внутренней границе боридного подслоя. Проявление этих факторов может быть обусловлено характерным зубчатым рельефом внутренней границы боридного подслоя, снижением скорости растворения включений карбида циркония из-за легирования бором наружной зоны сплава (торможением боридным подслоем дислокаций, выходящих на поверхность образца).

Повышенная долговечность боросилицированных образцов является следствием как меньшей скорости снижения площади сечения образца (обусловленной более медленной ползучестью), так и большей склонностью боросилицидного покрытия к самозалечиванию [1] в широком диапазоне скоростей деформирования.

Значительное снижение деформации при разрушении силицированных образцов с увеличением напряжения (повышением скорости деформирования), вероятно, можно объяснить пониженной скоростью самозалечивания силицидного покрытия.

Рассмотрим как может влиять скорость самозалечивания покрытия на деформацию разрушения.

В процессе ползучести происходит раскрытие трещин (увеличение расстояния между их стенками), приводящее к проникновению кислорода и азота к жаростойкой поверхности материала основы. Окисление покрытия на стенках трещин и заполнение трещин продуктами окисления покрытия препятствует действию указанного негативного фактора. Естественно, если скорость заживления дефектов покрытия (заполнения трещин) соответствует скорости увеличения размера дефектов (или превосходит его), то покрытие сохраняет свою защитную способность до больших значений деформаций.

В обратном случае (пониженной скорости заживления дефектов в покрытии), начиная с некоторого значения скорости деформирования, продукты окисления покрытия не успевают заполнять часть трещин, растущих с максимальной скоростью и незажившая часть трещин становится доступной для проникновения воздуха.

Последнее обуславливает действие по меньшей мере трех эффектов, приводящих к катастрофическому разрушению: снижению эффективного сечения образца за счет превращения части сплава в окись, расклиниванию стенок трещин растущей N_2 , повышению (локальному) температуры в зоне окисления.

В результате этого более пластичное силицидное покрытие в условиях высоких скоростей деформирования снижает пластичность образцов сильнее, чем более хрупкое боросилицидное, что не происходит при низких скоростях деформирования.

Таким образом, наличие боридного подслоя придает силицированным образцам два дополнительных преимущества: снижает скорость ползучести и повышает значение деформации разрушения в области высоких скоростей деформации.

1. Бялобжевский А.В., Цирлин М.С., Красилов Б.И. Високотемпературная коррозия и защита сверхуглепластичных металлов. - М.: Атомиздат, 1977. - 223 с.

2. Цирлин М.С., Касаткин А.В., Бялобжевский А.В. Боросилицидные покрытия на никобиевых сплавах и их жаростойкие свойства. - В кн.: Защитные покрытия на металлах. Киев: Наук. думка, 1976, вып. 10, с. 57-59.

3. Поляков Н.И., Цыгулев О.В., Грицина В.Т. и др. Ползучесть и долговечность молибдена с защитными покрытиями диффузионного типа при термоциклировании на воздухе. - В кн.: Защитные покрытия. Л.: Наука, 1979, с. 204-208.

4. Зеленник Е.Е., Кривеник В.В., Сосновский Д.А. Ползучесть и длительная прочность молибдена с боросилицидным покрытием в вакууме при температурах 1000-1400°C. - Пробл. прочности, 1973, № 2, с. 53-56.

5. Дяченко Б.А., Ришин В.В., Товт В.М. и др. Методики исследования несущей способности материалов с защитными покрытиями. - Пробл. прочности, 1977, № 9, с. 129-131.

А.Ф.Корышев, Г.А.Фролов

Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНА ПРОДВИЖЕНИЯ ИЗОТЕРМ В НЕРАЗРУШАЮЩЕМСЯ
ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Установлено, что продвижение изотерм в неразрушающемся твердом теле при степенном законе изменения температуры на поверхности подчиняется закономерности $y = k\sqrt{at}$. На основании анализа зафиксированных значений k показано, что этот коэффициент определяется только соотношением температур поверхности и рассматриваемой изотермы, а также законом изменения температуры нагреваемой поверхности.

Согласно [1], количество тепла, проходящее через единичный слой материала dy в единицу времени dt , отнесенное к единице площади $dx dy$, равняется

$$dQ_{\text{поп}} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} dx dz dt, \quad (1)$$

а элемент объема $dx dy dz$ за то же время dt поглощает следующее количество тепла:

$$dQ_{\text{полн}} = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz. \quad (2)$$

Рассмотрим изотерму

$$T(y, t) = \text{const}. \quad (3)$$

Тогда очевидно

$$\frac{\partial T}{\partial y} dy + \frac{\partial T}{\partial t} dt = 0.$$

Из последнего соотношения делаем вывод, что скорость перемещения изотермы $\frac{dy}{dt}$ будет связана со скоростью изменения температурного поля $\frac{\partial T}{\partial t}$ и градиентом температур $\frac{\partial T}{\partial y}$ следующим образом:

$$\frac{dy}{dt} = -\frac{\partial T}{\partial t} / \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (4)$$

Выражение (4) с учетом (1) и (2), а также того, что $\frac{dQ_{\text{полн}}}{dQ_{\text{поп}}} = \dots$, принимает вид

$$\frac{dy}{d\tau} = k \sqrt{\frac{a}{\tau}}, \quad (5)$$

где

$$k = \sqrt{dq_{порт} / dq_{порт}} \quad (6)$$

Тогда уравнение движения изотерм в неразрушающемся твердом теле будет следующим:

$$y = k \sqrt{a\tau}. \quad (7)$$

По аналогии с (3) (для трехмерного случая), можно записать

$$\frac{\partial T}{\partial x} \omega_x + \frac{\partial T}{\partial y} \omega_y + \frac{\partial T}{\partial z} \omega_z = -\frac{\partial T}{\partial \tau}, \quad (8)$$

где $\omega_x = \frac{dx}{d\tau}$, $\omega_y = \frac{dy}{d\tau}$, $\omega_z = \frac{dz}{d\tau}$ проекции скорости перемещения изотермической поверхности на оси координат.

После преобразований из (8) получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\omega_x}{V_x} = \frac{\omega_y}{V_y} = \frac{\omega_z}{V_z} = \frac{1}{3}, \quad (9)$$

где V_x , V_y , V_z , согласно (4), скорость перемещения изотермы в одномерном случае, соответственно по оси ox , oy , oz . Так как скорость перемещения изотермической поверхности равняется

$$\omega = \sqrt{\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2},$$

то для анизотропного тела
$$\omega = \frac{\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}}{3}, \quad (10)$$

для изотропного тела
$$\omega = \frac{\sqrt{3}}{3} V,$$

где $V = V_x = V_y = V_z$.

Соответственно закон продвижения изотермической поверхности в некотором направлении l , согласно (7), для трехмерного случая имеет вид

$$l = \frac{k\sqrt{r}}{3} \sqrt{a_x + a_y + a_z}, \quad (11)$$

где a_x , a_y , a_z - коэффициенты температуропроводности тела соответственно по направлениям ox , oy , oz .

Для изотропного тела

$$l = \frac{k\sqrt{3ar}}{3}.$$

Из изложенного следует, что закон продвижения изотерм (7) для одномерного случая остается справедливым в трехмерном случае с точностью до постоянной.

Для доказательства закона продвижения изотерм операционным методом рассмотрим полуограниченное твердое тело с заданными постоянными теплофизическими свойствами при температуре T_0 . Под воздействием температурной нагрузки изменение температуры в теле происходит в одном направлении, т.е.

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (\tau > 0, 0 < y < \infty) \quad (12)$$

$$T = T_0 \quad \text{при } \tau = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty. \quad (13)$$

Применяя преобразование Лапласа к (12) и (13), запишем общее решение уравнения (12) в изображениях $[L]$:

$$T^* = \varphi_y \exp\left(-\sqrt{\frac{p}{a}} y\right) + \frac{T_0}{p}. \quad (14)$$

Из семейства изотерм (14), записанных в оригиналах, выбираем конкретную изотерму $T(y, \tau) = const$. Согласно (4), скорость ее продвижения имеет вид

$$\frac{dy}{d\tau} = -\frac{\partial T}{\partial \tau} / \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (15)$$

Применяя преобразование Лапласа к последнему выражению при начальном условии ($y = 0$ при $\tau = 0$), а также теореме умножения оригиналов, запишем выражение (15) в изображениях

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{S-i\infty}^{S+i\infty} [\rho-r] y^*(\rho-r) \frac{dT^*(r)}{dy} dr = \rho T^* - T_0, \quad (16)$$

где $S_1 > S_2$, $\operatorname{Re} \rho > S_1 > S_2$; S_1, S_2 - показатели роста оригиналов $y(\tau)$, $\frac{\partial T}{\partial y}$.

Подставив значения $\frac{dT^*}{dy}$ и T^* из (14) в (15), найдем выражение закона движения изотерм в твердом теле

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{S-i\infty}^{S+i\infty} [\rho-r] y^*(\rho-r) \sqrt{\frac{r}{a}} \exp\left(-\sqrt{\frac{r}{a}}\right) dr = \rho \exp\left(-\sqrt{\frac{\rho}{a}} y\right).$$

В это уравнение не входят постоянные интегрирования. Это дает возможность утверждать, что вид уравнения движения изотерм в твердом теле является инвариантом. Для нахождения этого вида в оригиналах воспользуемся теоремой умножения оригиналов и таблицей изображений [2]:

$$\frac{dy}{d\tau} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{a}{\tau}} \frac{H_3\left(\frac{y}{2\sqrt{a\tau}}\right)}{H_2\left(\frac{y}{2\sqrt{a\tau}}\right)}, \quad (17)$$

где $H_n(\xi)$ - многочлены Эрмита ($n = 2, 3$). Эти полиномы можно представить таким образом:

$$H_{2m}(\xi) \sim \exp\left(\frac{\xi^2}{2}\right) 2^m m! \left[2 - \frac{2m!}{2^{2m} m! m!}\right],$$

$$H_{2m+1}(\xi) \sim \xi \exp\left(\frac{\xi^2}{2}\right) \frac{(2m+2)!}{(m+1)!}.$$

Тогда (17) принимает вид

$$\frac{dy}{d\tau} - \frac{1}{2} \frac{y}{\tau} = 0.$$

Решение этого уравнения дает закон продвижения изотерм в твердом теле в следующем виде:

$$y = k \sqrt{a\tau}. \quad (18)$$

Аналогичный результат можно получить методом замены переменных.

Постановка задачи идентична предыдущей. Вводим следующую функцию:

$$\tau(y, \tau) = V(u), \quad (19)$$

где

$$u = \frac{y}{2\sqrt{\alpha\tau}}. \quad (20)$$

Тогда уравнение (12) принимает вид

$$\frac{d^2V}{du^2} + u \frac{dV}{du} = 0. \quad (21)$$

После интегрирования, с учетом (13), имеем

$$\tau_1 = B_1 \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{\alpha\tau}}\right). \quad (22)$$

Подставив (22) в соотношение (15), получим

$$\frac{dy}{d\tau} - \frac{1}{2} \frac{y}{\tau} = 0.$$

Решение этого уравнения также дает ту же закономерность:

$$y = k \sqrt{\alpha\tau}.$$

Обобщим полученное уравнение движения изотерм в неразрушающемся твердом теле при переменных теплофизических свойствах материала. Распределение температурного поля в твердом теле при переменных теплофизических свойствах материала подчиняется следующему уравнению теплопроводности:

$$\rho c_p(T) \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial y} \right]. \quad (23)$$

После последовательных усреднений

$$U = \int_{\tau_1}^{\tau} \rho c_p(T) d\tau, \quad (24)$$

$$V = \int_T^{T_2} a(T) dT, \quad (25)$$

Уравнение (23) принимает вид

$$-\frac{\partial V}{\partial t} = a(T) \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \quad (26)$$

для следующего интервала температур

$$T_1 \leq T \leq T_2. \quad (27)$$

Сравнивая (26) с (12) можно сделать вывод, что уравнение движения изотерм $y = k\sqrt{a\tau}$ в неразрушающемся твердом теле можно кусочно аппроксимировать в рассматриваемом интервале температур, в материале с примененными теплофизическими свойствами.

Раскроем физический смысл полученной общей закономерности продвижения изотерм в твердом теле.

Для этого рассмотрим задачу теплопроводности произвольным законом изменения температуры нагреваемой поверхности $T = T_W(\tau)$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial \tau} \quad (\tau > 0, 0 \leq y < \infty); \quad (28)$$

$$T = T_0 \quad \text{при } \tau = 0, \quad T = T_W(\tau) \quad \text{при } y = 0 \quad (29)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y \rightarrow \infty$$

Применяя преобразование Лапласа к (28) и (29), запишем общее решение уравнения (28) в изображениях

$$T^* = T_W^*(p) \exp\left(-\sqrt{\frac{p}{a}} y\right) + \frac{T_0}{p}. \quad (30)$$

Согласно теореме Бореля и таблиц изображений [2], находим оригинал выражения (30)

$$T(y, \tau) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} T_W\left(\xi - \frac{y}{2\sqrt{a\tau}}\right) \exp(-\xi^2) d\xi + T_0. \quad (31)$$

Используя закон продвижения изотерм в твердом теле (7), получаем следующее уравнение отчитательно безразмерного параметра k :

$$T\left(\frac{k}{2}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{k}{2}} \left(\xi - \frac{k}{2}\right) \exp(-\xi^2) d\xi + T_0 \quad (32)$$

Если представить закон изменения температуры поверхности тела в следующем виде

$$T_M(\tau) = \sum_{n=0}^N d_n \tau^{-\frac{n}{2}}, \quad (33)$$

то изменение температурного поля внутри твердого тела будет, согласно (31),

$$T(y, \tau) - T_0 = \sum_{n=0}^N d_n \tau^{\frac{n}{2}} \int_0^{\frac{y}{2\sqrt{a\tau}}} \Gamma(n/2) I^n \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{2\sqrt{a\tau}}\right) dy. \quad (34)$$

Аналогичное выражение можно получить операционным методом, решив задачу о распространении тепла в твердом теле при указанном выше граничном условии.

На основании соотношений (33) и (34) получены затабулированные значения параметра k для различных законов изменения $T_M(\tau)$. При расчетах коэффициент температуропроводности изменялся в диапазоне $(0,3 \div 92,5) \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$.

Расчетные и экспериментальные значения k при постоянном тепловом воздействии на поверхность

Марка материала	T_M, K	T_0, K	$k_{расч}$	$k_{эксп}$	$\epsilon, \%$	$q, \text{ кВт/м}^2$
Медь	400	350	0,703	0,68	2,3	3500
	400	350	0,703	0,69	1,3	3500
Сталь 10	450	400	0,428	0,40	2,8	3500
	900	700	0,72	0,71	1,0	930
	950	750	0,256	0,254	0,2	930
Сталь 1Х13Н5Т	1000	800	0,24	0,22	2,0	930
	1350	700	0,828	0,803	2,5	3300
Сталь "	1400	700	0,70	0,72	2,0	3300
	1450	750	0,669	0,696	2,7	3300
10Х18Н7Т	1450	700	0,557	0,54	1,7	3500
	1500	750	0,491	0,472	1,9	3500
" "	1500	800	0,43	0,413	1,7	3500
	1550	650	0,80	0,828	2,2	4200
" "	1600	700	0,60	0,62	2,0	4200
	1700	750	0,52	0,545	2,5	4200
" "	1750	800	0,87	0,855	1,5	4200

Анализ корней уравнения (34) (таблица), т.е. значений параметра k в уравнении $y = k\sqrt{at}$, показал, что k не зависит от теплофизических свойств материала и темпа нагрева, а определяется только отношением температур T_w и T , а также видом закона изменения $T_w(\tau)$. С уменьшением нелинейности закона изменения $T_w(\tau)$ коэффициент k увеличивается, достигая максимального значения при $T_w = const$. Для отношения температур $\frac{T-T_0}{T_w-T_0} = 0,05$ и законов $T_w = d\tau$, $T_w = d\tau^2$, $T_w = d\tau^3$ значения коэффициентов k , приведенные в [3], совпадают с результатами, полученными в данной работе.

Проведена серия экспериментальных исследований, образец, моделирующий полубесконечное тело, с известными теплофизическими свойствами (рисунок) устанавливали в фокусе установки радиационного нагрева "Уран-1". Образцы изготавливали из меди, стали 40 и нержавеющей стали ЮХ18Н7Т. Показания хромелькопелевых термопар записывали светолучевым осциллографом НО30. В процессе эксперимента на поверхности образца поддерживали постоянную плотность теплового потока. Поверхность образца покрывали сажей, что обеспечивало постоянное

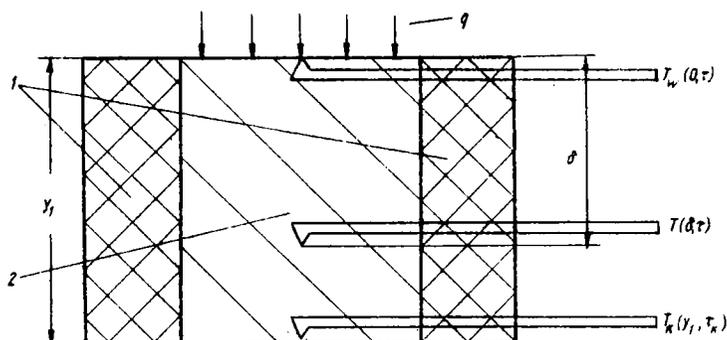


Схема экспериментального определения параметра k на образце, моделирующем полубесконечное тело:
 1 - теплозащитное покрытие; 2 - исследуемый образец;
 $T_w(0, \tau)$ - термопара поверхности; $T(0, \tau)$ - термопара изотермы; $T_k(y_1, \tau_k)$ - контрольная термопара.

значение степени черноты. В этом случае [1] температура поверхности изменялась пропорционально $\sqrt{\tau}$ (т.е. $T_w(\tau) = \sqrt{\tau}$). Эксперимент заканчивали в тот момент, когда температура на нижнем торце образца начинала возрастать, что фиксировалось термопарой (см. рисунок).

На основании полученных данных определены экспериментальные значения параметра k по формуле $k = \frac{\delta}{\sqrt{\alpha \varepsilon_1}}$ при $T_w(\theta, \varepsilon_1)$ и $T(\delta, \varepsilon_1)$. Отличие экспериментальных и расчетных значений k не превышает 3% (см. таблицу).

Таким образом, продвижение изотерм в неразрушающемся твердом теле при степенных законах изменения температуры на поверхности подчиняется закономерности $y = k \sqrt{\alpha \tau}$.

Параметр k не зависит от теплофизических свойств материала и темп нагрева и определяется законом изменения температуры на поверхности и отношением температур T_w и T .

Затабулированные значения k дают возможность при известном законе изменения температуры на поверхности и известных теплофизических свойствах строить температурное поле в материале не решая уравнение теплопроводности.

Обозначения:

λ - коэффициент теплопроводности; τ - время нагрева; α - коэффициент температуропроводности; T_w , T , T_0 - соответственно температуры на нагреваемой поверхности, рассматриваемой изотермы и окружающей среды; δ - глубина заделки термопары для измерения температуры рассматриваемой изотермы; ρ - плотность материала; c - удельная теплоемкость.

1. Лыков А.В. Теория теплопроводности. - М.: Высш. школа, 1967. - 599 с.
2. Справочник по специальным функциям / Под ред. М.А.Абрамовича и И.М.Стиган. - М.: Наука, 1979. - 830 с.
3. Полежаев Д.В., Бревич Ф.Б. Тепловая защита. - М.: Энергия, 1976. - 392 с.

УДК 536.212.3

К.Б.Исаев

Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННОГО И ДРУГИХ ВИДОВ ОДНОСТОРОННЕГО НАГРЕВА НА КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ КОКСА И ЗОНЫ ПИРОЛИЗА АСБОПЛАСТИКА

Работа посвящена исследованию влияния различных видов одностороннего нагрева на теплопроводность асбопластика. Коэффициент теплопроводности кокса и зоны пиролиза определялся по методике [1, 2].

Расчетные соотношения для определения этих характеристик материала имеют вид

$$\bar{\lambda}_2 = - \frac{V \phi_2}{\ln \frac{T_p - T_0}{T_c - T_0}} \rho_0 c_0, \quad (1)$$

$$\bar{\lambda}_1 = \frac{\rho_0 V \phi_1 \{ \gamma_0 (T_c - T_0) + \varphi \Delta H + (1 - \varphi) \Delta H_{TK} + [\varphi \Gamma + (1 - \varphi) \Gamma_{TK}] c_g (T_w - T_c) \}}{T_w - T_c}, \quad (2)$$

где $\bar{\lambda}_1$, $\bar{\lambda}_2$ - средняя теплопроводность кокса и зоны пиролиза;
 V - стационарная линейная скорость уноса материала; ϕ_1 , ϕ_2 - толщина кокса и зоны пиролиза; ρ_0 , c_0 - соответственно плотность и удельная теплоемкость исходного материала; T_p , T_c - температуры соответственно начала и окончания разложения связующего; T_0 - начальная температура материала (комнатная); φ - содержание связующего в материале; ΔH , ΔH_{TK} - удельная теплота разложения соответственно связующего и ткани; Γ , Γ_{TK} - коэффициент газификации соответственно связующего и ткани; c_g - удельная теплоемкость газообразных продуктов разложения связующего; T_w - стационарная температура поверхности исследуемого материала в процессе нагрева.

В соотношении (2) учитывается тот факт, что в процессе нагрева асбест, который входит в качестве наполнителя в асбопластик, теряет кристаллизационную воду ($\Gamma_{TK} = 30\%$) [3] и этот процесс идет с поглощением тепла.

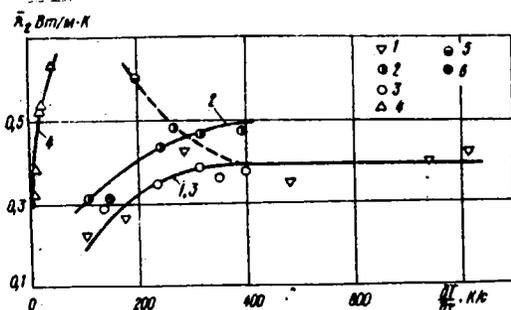


Рис. 1. Влияние вида и скорости нагрева на коэффициент теплопроводности зоны пиролиза асбопластика:

1 - продукты сгорания керосина; 2 - воздушная плазма + радиационный нагрев; $q_k = 0,42 \cdot 10^4$ кВт/м²;
 3 - воздушная плазма; 4 - радиационный нагрев;
 5 - воздушная плазма + радиационный нагрев, $q_k = 0,84 \cdot 10^4$ кВт/м²; 6 - азотная плазма.

Параметры разложения фенолоформальдегидного связующего, входящего в состав этого материала, брали из [4], а температуры начала (T_p) и окончания (T_c) процесса разложения связующего — из [5]. Так как скорость нагрева при испытании асбопластика в фокусе солнечной печи мала по сравнению с другими видами нагрева (см. рис. 1), а также учитывая, что погрешности определения T_p и T_c из температурного поля в материале, по методике [5], относительно велика ($\sim 15\%$), то температуры начала и окончания процесса разложения связующего при этом виде нагрева бралась на 50° ниже, чем при остальных. При радиационном нагреве $T_p = 623$ К и $T_c = 1023$ К.

По соотношениям (1) и (2) были обработаны результаты экспериментального определения параметров разрушения асбопластика при различных видах одностороннего нагрева, представленные в [6].

На рис. 1 показано влияние различных видов одностороннего нагрева и скорости нагрева на коэффициент теплопроводности зоны пиролиза асбопластика. Как видно из этого рисунка, значения теплопроводности зоны пиролиза этого материала при испытании его в струях плазмы (воздушная и азотная) и продуктов сгорания керосина лежат практически на одной кривой.

Увеличение $\bar{\lambda}_2 = \left(\frac{\partial T}{\partial \tau}\right)$ до 200 – 300 К/с, видимо, связано со смещением процесса деструкции в область высоких температур с увеличением скорости нагрева [7] (увеличивается как тепловой поток, так и давление торможения), а также с некоторым уменьшением пористости зоны пиролиза [8]. При дальнейшем увеличении скорости нагрева влияние процесса смещения деструкции связующего, возможно, ослабевает, а пористость зоны пиролиза хотя и уменьшается, однако, изменяется ориентация пор. Если при малых (до 200 – 300 К/с) скоростях нагрева (при испытании асбопластика в продуктах сгорания керосина) поры в основном ориентированы хаотически, то с увеличением скорости нагрева (увеличивается давление торможения) все большее их число ориентируется параллельно поверхности нагрева и при $\frac{\partial T}{\partial \tau} = 800$ К/с почти все они так ориентированы:

Пористость оценивали стериметрическим методом с помощью металлографического микроскопа. Скорость нагрева в зоне пиролиза определяли по соотношению

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{V(T_c + T_p - 2T_0)}{2\varphi_2} \approx \frac{T_c - T_0}{T_p - T_0}.$$

Это соотношение представляет собой среднюю скорость нагрева в зоне пиролиза и получено дифференцированием выражения для $T(x)$

[1, 2] в этой зоне при $x = \phi_1$ и $x = \phi_1 + \phi_2$ с учетом соотношения

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -v \frac{\partial T}{\partial x},$$

где x - координата в подвижной системе координат, начало которой связано с движущейся поверхностью испытываемого образца.

При испытании асбопластика в фокусе солнечной печи повышение скорости нагрева (увеличение падающего радиационного теплового потока) приводит к резкому повышению теплопроводности зоны пиролиза (см. рис.1, кривая 4). Так как $\frac{\partial T}{\partial t}$ для этого вида нагрева меняется незначительно по сравнению с другими (см.рис.1), то такое резкое увеличение $\bar{\lambda}_2 = f\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)$, видимо, связано с проникновением излучения по порам в зону пиролиза. Причем для этого вида нагрева с увеличением теплового потока пористость кокса несколько повышается, возможно, в результате этого кокс как бы становится более "прозрачен" падающему излучению.

То обстоятельство, что излучение проникает в зону пиролиза, подтверждается ходом пунктирной кривой на рис.1 - увеличение радиационной составляющей совместного (конвективно-радиационного) нагрева приводит к росту $\bar{\lambda}_2$, хотя при этом скорость нагрева уменьшается. Эта кривая построена на значениям коэффициента теплопроводности, полученным по результатам испытаний асбопластика при изменении соотношения конвективного (воздушная плазма) и радиационного тепловых потоков. При этом их сумма оставалась постоянной и равной $1,26 \cdot 10^4$ кВт/м².

Изменение конвективной составляющей совместного нагрева при постоянной радиационной ($q_k = 0,42 \cdot 10^4$ кВт/м² - калориметрический тепловой поток) приводит к некоторому увеличению $\bar{\lambda}_2 = f\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)$ по сравнению с этой зависимостью для чисто конвективного нагрева (см.рис.1, кривая 2) и они идут практически эквидистантно.

Температурой отнесения для коэффициента теплопроводности зоны пиролиза является средняя температура в этой зоне, т.е.

$$\bar{T}_2 = \frac{T_p + T_c}{2}.$$

Погрешность определения этой характеристики по методике [1, 2] составляет 39-53%, причем большее значение соответствует большим тепловым потокам, при которых погрешность определения толщины зоны пиролиза возрастает.

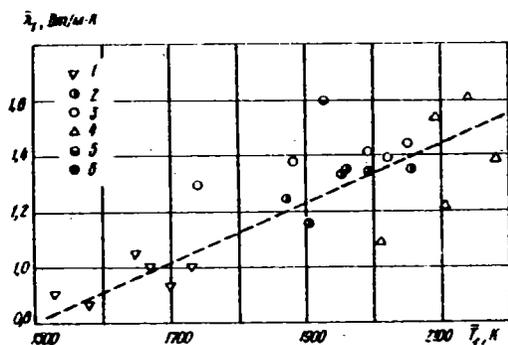


Рис.2. Влияние вида нагрева и температуры на коэффициент теплопроводности кокса асбластика (обозначения те же, что на рис.1).

Теплопроводность кокса (λ_1) асбластика, т.е. той зоны, где уже закончился процесс разложения связующего, не зависит от скорости нагрева, поэтому на рис.2 эта характеристика представлена как функция средней температуры в коксе

$$T_1 = \frac{T_c + T_w}{2}$$

Для всех рассмотренных в данной работе видов нагрева значения коэффициента теплопроводности кокса (в пределах погрешности их определения 36-42%) укладываются вокруг прямой (рис.2). Максимальное отклонение от этой прямой составляет $\sim 28\%$.

Таким образом, на коэффициент теплопроводности зоны пиролиза асбластика влияет как вид, так и скорость нагрева. Значения теплопроводности кокса этого материала при различных видах одностороннего нагрева (в пределах погрешности) укладываются вокруг прямой $\lambda_1 = f(T_1)$.

1. Исаев К.Б. Средние по реакционным зонам теплофизические характеристики некоторых коксующихся материалов. - В кн.: Некоторые проблемы тепло- и массообмена. Минск: Изд. ИТМО АН БССР, 1978, с.192-196.

2. Исаев К.Б., Дверняков В.С., Пасичный В.В. Определение средних высокотемпературных теплофизических характеристик перерожденно-го слоя материала при одностороннем нагреве. - Теплофизика высоких температур, 1979, 17, № 3, с.650-652.

3. Асбестовые Технические изделия. Справочник. - М.: ЦНИИТЭнефтехим, 1966. - 147 с.

4. Съе С.Д., Сидер Д.Д. Абляция на поверхности армированного кварцем композиционного материала. - Ракетная техника и космонавтика, 1973, № 8, с.157-166.

5. Исаев К.Б. О температурных границах некоторых реакционных зон в теплозащитных материалах при интенсивном одностороннем нагреве. - В кн.: Структура и свойства новых материалов и покрытий. Киев: Изд. ИГиМ АН УССР, 1978, с.99-100.

6. Бличева Г.С., Исаев К.Б., Король А.А. и др. Влияние различных видов одностороннего нагрева на механизм разрушения асбобластика. - Наст. сб., с.13-19.

7. Шашков А.Г., Тихаев В.И. Теплофизические свойства разлагающихся материалов при высоких температурах. - Минск: Наука и техника, 1975. - 80 с.

8. Кузьмич В.В. Исследование разрушения стеклопластика на основе наполнителя из кремнеземного волокна и эпоксидного связующего при квазистационарном режиме. - В кн.: Особенности процессов тепло- и массообмена. Минск: Изд. ИГиМ АН БССР, 1979, с.194-197.

УДК 620.179.15

В.А.Пивкин, Л.В.Литовченко, С.В.Мухин, В.С.Цыганенко
Харьковский авиационный институт им.Н.Е.Жуковского;
Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев
ИЗМЕРЕНИЕ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ
РАСПЛАВЛЕННОГО СЛОЯ ДИЭЛЕКТРИКА

При нагреве диэлектрика на его поверхности образуется расплавленный слой, который можно охарактеризовать комплексной диэлектрической проницаемостью.

Образование расплавленного слоя должно приводить к затуханию и фазовому сдвигу электромагнитной волны.

В случае нормального падения плоской электромагнитной волны на расплавленный слой его комплексная диэлектрическая проницаемость рассчитывается по формуле [1]

$$\varepsilon = \varepsilon' + j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} = \varepsilon' + j \varepsilon'',$$

где ε' - вещественная часть диэлектрической проницаемости; ε'' - мнимая часть; σ - высокочастотная проводимость; ε_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума; ω - частота сигнала.

При нормальных условиях свойства диэлектрических материалов будут определяться, в основном, реальной частью диэлектрической проницаемости. С увеличением температуры можно отметить, что мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости растет быстрее, чем ее реальная часть, т.е. с ростом температуры и перехода диэлектрика в жидкую фазу ε'' становится больше ε' , тогда

$$\operatorname{tg} \delta' = \frac{G}{\varepsilon \varepsilon_0 \omega} \gg 1. \quad (2)$$

Для получения основных расчетных соотношений введены основные допущения. Изменением температуры по длине образца до границы расплава пренебрегаем, допускаем, что общая длина образца в порядке эксперимента остается постоянной, а толщина расплава изменяется.

Исходя из этих допущений, изменения фазы, прошедшей через расплавленный слой диэлектрика, определяется равенством [2]

$$\Delta \varphi = \int (\beta_p - \beta_0) dx, \quad (3)$$

где $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ — фазовая постоянная для вакуума; β_p — фазовая постоянная расплава.

Фазу волны, прошедшей через слой диэлектрика с расплавом, можно описать следующей формулой

$$\varphi = \beta_k (l_k - \Delta l) + \beta_p \Delta l + \beta_0 l, \quad (4)$$

а фаза волны без расплава определяется из

$$\varphi_0 = \beta_k l_k + \beta_0 l, \quad (5)$$

где β_k — фазовая постоянная диэлектрика; l_k — общая длина диэлектрика; Δl — длина расплавленного слоя; l — расстояние между антеннами.

Отсюда можно получить значение $\Delta \varphi_{пр}$ — прошедшей волны, величина которой измерялась в процессе эксперимента

$$\Delta \varphi_{пр} = |\varphi - \varphi_0| = |\beta_p \Delta l - \beta_k \Delta l| = \Delta l (\beta_p - \beta_k), \quad (6)$$

а также значение $\Delta \varphi_{отр}$ — отраженной волны

$$\varphi' = 2\beta_k (l_k - \Delta l), \quad \varphi'_0 = 2\beta_k l_k, \quad (7)$$

$$\Delta \varphi_{отр} = |\varphi' - \varphi'_0| = |2\beta_k l_k - 2\beta_k \Delta l - 2\beta_k l_k| = 2\beta_k \Delta l.$$

Поскольку

$$\beta_p = \frac{2\pi}{\lambda} n_p; \quad \beta_k = \frac{2\pi}{\lambda} n_k, \quad (8)$$

$$a \quad n_p = \sqrt{\varepsilon'_p} \quad n_k = \sqrt{\varepsilon'_k}, \quad (9)$$

где n_p - показатель преломления слоя расплава; ε'_p - вещественная часть диэлектрической проницаемости расплава; n_k - показатель преломления диэлектрика; ε'_k - вещественная часть диэлектрической проницаемости диэлектрика, получаем окончательно

$$\Delta \varphi_{np} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{\varepsilon'_p} - \sqrt{\varepsilon'_k} \right) \Delta l, \\ \Delta \varphi_{отр} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon'_k} 2 \Delta l. \quad (10)$$

Таким образом получена система из двух уравнений с двумя неизвестными, которые необходимо определить, а именно ε'_p и Δl . Величины $\Delta \varphi_{np}$ и $\Delta \varphi_{отр}$ находят из экспериментальных данных, а ε'_k - из таблиц [3].

Рассмотрим падение электромагнитной волны на слой диэлектрика. Можно записать следующий баланс энергии

$$E_{np}^2 = E_{пад}^2 - E_{отр}^2 - E_{погл.л}, \quad (11)$$

где E_{np} - величина энергии прошедшей волны; $E_{пад}$ - величина энергии падающей волны; $E_{отр}$ - величина энергии отраженной волны; $E_{погл.л}$ - величина энергии поглощенной волны.

При прохождении электромагнитной волны через слой она будет испытывать затухание [2], величина которого

$$E_{отр} = E_0 e^{-\alpha z}, \quad (12)$$

где α - коэффициент затухания, z - величина слоя (в данном случае Δl). Поскольку детекторы в экспериментальной установке работают в квадратичном режиме, то существует связь между энергией электромагнитной волны и амплитудой, снимаемой с детектора

$$E^2 \sim U_d, \\ E_0 = \sqrt{U_{d_{пад}}} - \sqrt{U_{d_{отр}}}. \quad (13)$$

Отсюда можно найти величину коэффициента затухания

$$\alpha = \ln \left(\frac{\sqrt{U_{d\text{пад}}} - \sqrt{U_{d\text{отр}}}}{\sqrt{U_{d\text{пр}}}} \right) \frac{1}{\Delta l}, \quad (14)$$

где $U_{d\text{пад}}$, $U_{d\text{отр}}$, $U_{d\text{пр}}$ - соответственно амплитуды падающей отраженной и прошедшей волны, измеряющиеся в ходе эксперимента.

Но коэффициент затухания α можно выразить так

$$\alpha = \chi \frac{w}{c}, \quad (15)$$

где χ - показатель поглощения; w - рабочая частота; c - скорость света.

Отсюда

$$\chi = \alpha \frac{c}{w}. \quad (16)$$

Используя следующие выражения, мы получим величину σ -проводимости расплавленного слоя [1, 2]

$$\varepsilon = \varepsilon' + j\varepsilon'' = n + j\chi, \quad (17)$$

где n - показатель преломления; χ - показатель поглощения.

Приравняем мнимые части двух комплексных чисел

$$j\varepsilon'' = j\chi;$$

$$j\varepsilon'' = j \frac{\sigma}{w\varepsilon_0}; \quad j\chi = j\alpha \frac{c}{w}. \quad (18)$$

Следовательно, окончательно получаем

$$\frac{\sigma}{w\varepsilon_0} = \sigma \frac{c}{w}; \quad \sigma = \alpha \frac{cw\varepsilon_0}{w};$$

$$\sigma = \ln \left(\frac{E_{\text{пад}} - E_{\text{отр}}}{E_{\text{пр}}} \right) \frac{c\varepsilon_0}{\Delta l}. \quad (19)$$

В формулу (16) входят две неизвестные величины σ и Δl , а величины $E_{\text{пад}}$, $E_{\text{отр}}$, $E_{\text{пр}}$ находятся из эксперимента при условии $\varepsilon_0 = \text{const}$; $c = \text{const}$.

Используя (10) и (19), мы получаем следующую систему уравнений

$$\Delta \varphi_{\text{пр}} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{\varepsilon'_p} - \sqrt{\varepsilon'_k} \right) \Delta l; \quad \Delta \varphi_{\text{отр}} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon'_k} 2\Delta l;$$

$$\sigma = \ln \left(\frac{E_{\text{пад}} - E_{\text{отр}}}{E_{\text{пр}}} \right) \frac{c \epsilon_0}{\Delta l} \quad (20)$$

Решения данной системы уравнений получаем в виде

$$\Delta l = \frac{\lambda}{4\pi \sqrt{\epsilon'_k}} \Delta \varphi_{\text{отр}}, \quad \epsilon'_k = \left[\frac{\Delta \varphi_{\text{пр}}}{\Delta \varphi_{\text{отр}}} \left(\sqrt{\epsilon'_k} + 1 \right) \right]^2$$

$$\sigma = \frac{1}{\Delta \varphi_{\text{отр}}} \ln \left(\frac{E_{\text{пад}} - E_{\text{отр}}}{E_{\text{пр}}} \right) \frac{c \epsilon_0 4\pi \sqrt{\epsilon'_k}}{\lambda} \quad (21)$$

По формулам, используя экспериментальные данные, рассчитываем искомые величины.

Нужно отметить, что используемая в уравнениях (9), (10) величина ϵ'_k должна браться с поправкой на пористость материала. Зависимость проницаемости диэлектрика ϵ'_k от пористости описывается уравнением [3]

$$\epsilon'_k = \epsilon_0 (1 - \rho) \quad (22)$$

где ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость плотной кварцевой керамики; ρ - пористость.

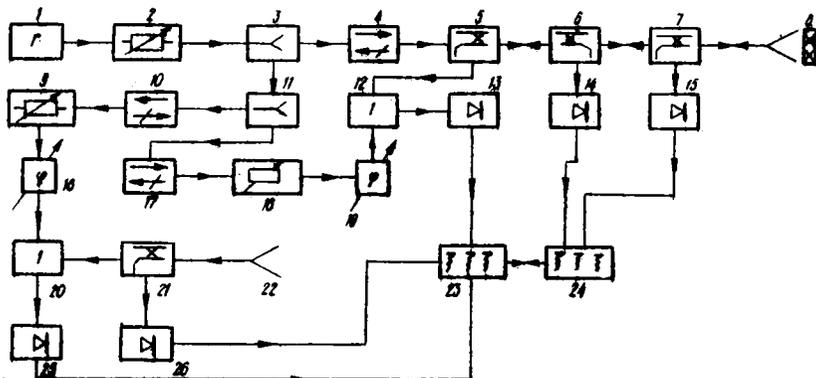


Рис.1. Функциональная схема измерительной системы: 1 - волноводный генератор (двойное "π");

Приведенная выше методика реализуется в измерительной системе, функциональная схема которой приведена на рис.1. Основой данной системы является генератор (СВЧ (1), выходная мощность которого регулируется блоком поглощающих аттенуаторов (2) и направляется через ферри-

товый вентиль (4) на три последовательно включенных направленных ответвителя (5) - (7).

Первый из них (5) направляет часть мощности, отраженной от образца (8), подвергаемого оплавлению, на один из входов двойного волноводного моста (двойного "Т") канала отраженной волны (12). Следующий ответвитель (6) и подключенная к нему детекторная секция (14) служат для контроля мощности, поступающей от генератора в ходе эксперимента. Третий ответвитель (7) и подключенная к нему детекторная секция (15) служат для определения величины мощности, отраженной от слоя расплава.

Часть мощности генератора с помощью делителя мощности (3) поступает на запитку обоих опорных каналов, мощность между которыми разделяется с помощью еще одного делителя мощности (11). Состав обоих опорных каналов идентичен - они состоят из ферритовых вентилях (10, 17), поглощающих аттенваторов (9, 18) и регулируемых фазовращателей (16, 19). Сигналы опорных каналов поступают на соответствующие входы двойных волноводных мостов (12, 20). На вход волноводного моста прошедшей волны (20) поступает так же сигнал, прошедший через слой расплава, часть которого ответвляется направленным ответвителем (21) и детектируется.

Сигналы с выходов обоих волноводных мостов также детектируются с помощью детекторных секций (13, 20). Продетектированные сигналы регистрируются на лентах двух быстродействующих приборов (23, 24).

Описанная система представляет собой совокупность двух интерферометров и устройств регистрации. Такая система позволяет получить временные характеристики волны, падающей на слой расплава, отразившейся от него и прошедшей через слой расплава. Обратившая запись сигналов с помощью выражений (1) - (8), а также учитывая калибровочные данные каналов интерферометров и детекторов, используемых в детекторных секциях, получаем значения комплексной диэлектрической проницаемости слоя расплава диэлектрика.

Основная погрешность данной экспериментальной установки вносится устройствами регистрации - быстродействующими самопишущими приборами порядка 10%, остальные погрешности не превысят в сумме 5%. Таким образом, общая погрешность полученных результатов может достигать 15%.

Из экспериментальных данных следует, что среднее значение разности фаз для отраженной волны не превышает $\Delta \varphi_{отр ср} = 35^\circ - 0,59$ рад.

Среднее значение разности фаз прошедшей волны $\Delta \varphi_{пр ср} = 20^\circ = 0,34$ рад и, следовательно, по формулам (18) можно получить средние значения для σ , ϵ'_p и Δl , а также диапазон их изменений. В итоге

$$\Delta l_{cp} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ (м)}; \quad \epsilon'_{p,cp} = 6; \quad \sigma_{cp} = 7 \text{ (См)}.$$

Диапазон изменений этих величин в зависимости от температуры нагревания следующий: $\Delta l = (0,5-2,5) \cdot 10^{-3}$ (м), $\epsilon'_p = 1-12$; $\sigma = 3-9$ (См).

Зависимость ϵ'_p , σ и Δl от величины теплового потока приведены на рис.2 и рис.3.

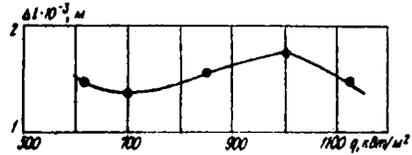
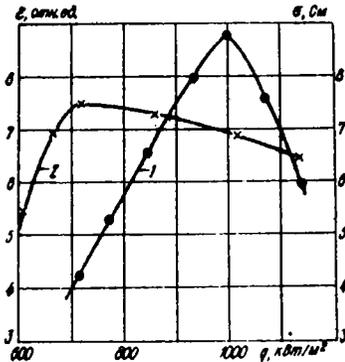


Рис.3. Зависимость величины расплавленного слоя Δl от величины теплового потока q .

Рис.2. Зависимость диэлектрической проницаемости:

1 - ϵ'_p ; 2 - σ - проводимости от величины теплового потока q .

Таким образом, расчетные данные, полученные по результатам эксперимента свидетельствуют о том, что при увеличении воздействующего теплового потока от $800 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$ до $1000 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$ наблюдается рост диэлектрической проницаемости, достигающей максимального значения при $q = 1000 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$. Аналогичный ход имеет кривая изменения толщины расплавленного слоя Δl .

Повышение значения ϵ'_p при возрастании потока лучистой энергии можно объяснить изменением пористости материала при его расплавлении.

При уменьшении толщины расплавленного слоя Δl с повышением теплового потока до $1150 \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$ наблюдается падение величины ϵ'_p . Решение этой проблемы разрабатывается.

1. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука, 1967. - 683 с.
2. Хилд М., Уортон С. Микроволновая диагностика плазмы / Под ред. И.С.Шпигеля. - М.: Атомиздат, 1968. - 392 с.
3. Пивинский Ю.Е., Ромашин А.Г. Кварцевая керамика. - М.: Металлургия, 1974. - 264 с.

УДК 621.472:661,8:546,318:620:1814.

А.В.Шевченко, Л.М.Лопато, А.И.Стегний, А.К.Рубан
Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

ПРИМЕНЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО НАГРЕВА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОКСИДНЫХ СИСТЕМ

Исследование чистых оксидов и оксидных фаз сложного состава, связанное с нагревом до высоких температур, целесообразнее проводить в окислительной среде, в условиях, близких к равновесному давлению кислорода.

Использование методов высокотемпературного нагрева в вакуумных и дуговых печах, в печах с контролируемой средой не позволяет, как правило, для большинства оксидных объектов сохранить строго стехиометрический состав термически обрабатываемого материала за счет дефектов по кислороду, а также избежать загрязнений, вносимых материалом контейнера и нагревателя, газовой средой.

Высокочастотный нагрев оксидов (на частотах свыше 5 мГц), так называемый метод "холодного тигля", исключает указанные загрязнения, так как плавление материала происходит в гарнисаже и, в большинстве случаев, на воздухе. Однако этот метод нагрева требует значительного количества материала (~ 600 г), что ограничивает его использование для исследования дорогостоящих и редких оксидов.

Применение метода солнечного и радиационного нагрева, получившего развитие в последние годы [1, 2], позволяет проводить исследования на воздухе и в различных газовых средах (O_2 , N_2 , Ar , He , пары воды, CO_2) в широком диапазоне давлений. При этом отсутствуют какие-либо загрязнения, поскольку нагрев происходит исключительно за счет излучения. В процессе плавления и выдержки материала в расплавленном состоянии происходит дополнительное рафинирование тугоплавких веществ вследствие удаления легколетучих примесей.

Отсутствие электромагнитных полей в зоне нагрева солнечной печи позволяет проводить изучение электрофизических свойств оксидных материалов вплоть до температуры плавления.

Солнечный нагрев является безынерционным, что дает возможность в течение нескольких секунд расплавить и закалить образец со скоростью от 10^2 до 10^4 °C/с, заметно не нарушая при этом стехиометрию, что весьма существенно при наличии легколетучих компонентов. Практически термический анализ с применением солнечного нагрева не имеет температурного предела, так как наиболее тугоплавкие оксиды такие, как ZrO_2 ($T_{пл}$ 2710°C), HfO_2 ($T_{пл}$ 2800°C), ThO_2 ($T_{пл}$ 3200°C) могут быть оплавлены в фокусе солнечной печи.

Нами проведен термический анализ ряда тугоплавких оксидных систем на базе солнечной печи мощностью 1,5 кВт с использованием в качестве датчика температуры оптико-электронной пирометрической системы.

Солнечная печь выполнена в варианте непосредственного слежения за Солнцем (рис.1). Диаметр зеркального параболоида - 2000 мм, фокусное расстояние - 840 мм, диаметр фокального пятна - 8,4 мм.

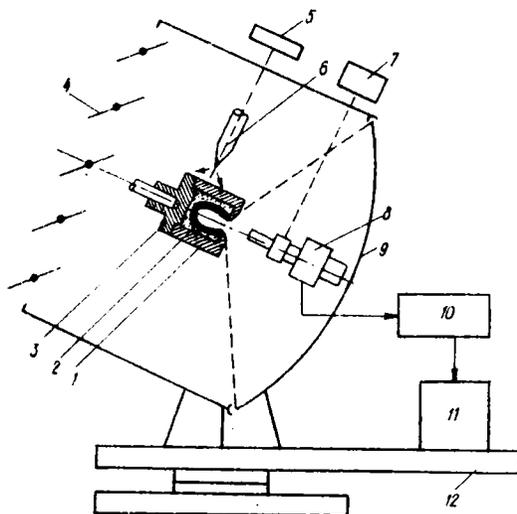


Рис.1. Схема размещения пирометрической системы и вращающегося тигля в корпусе гелиоустановки:

1 - оплавленная полость; 2 - исследуемое вещество; 3 - медный тигель; 4 - быстродействующие створки; 5 - датчик устройства слежения за движением Солнца; 6 - сжатый воздух; 7 - переключатель ослабляющих светофильтров; 8 - оптико-электронный блок пирометрической системы; 9 - зеркальный параболоид; 10 - электронные исполнительные устройства; 11 - регистратор; 12 - поворотная платформа.

Плотность лучистого теплового потока в фокальном пятне при солнечной радиации $1 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ составляет $1,1 \text{ кВт/см}^2$. Это соответствует температуре абсолютно черного тела, равной 3500°C , рассчитанной по уравнению Стефана - Больцмана.

Пирометрическая система снабжена узкополосными светофильтрами в видимой (0,65 мкм) и инфракрасной области спектра (1,9 мкм) и набором дополнительных ослабляющих светофильтров для расширения границ температурного диапазона до 3500°C. Длина волны в ИК области соответствует "провалам" в спектре солнечного излучения. Таким образом исключили наличие отраженного солнечного излучения за счет несовершенства модели абсолютно черного тела.

Пирометрическую систему градуировали в указанных длинах волн путем сравнения показаний с данными градуировки высокотемпературной лампы СИ-8-200 с вольфрамовой лентой, которая была предварительно проградуирована по модели абсолютно черного тела.

Допускаемая основная погрешность пирометрической системы не превышает $\pm 0,6\%$ верхнего предела измерений в диапазоне 1200-2200°C и $\pm 0,8\%$ в диапазоне 2200-3200°C.

Для проведения термического анализа чистых оксидов и оксидных систем был использован метод измерения температуры по излучению вращающейся полости [1].

В образце, находящемся во вращающемся медном тигле, сформировали цилиндрическую полость и после перекрытия радиационного потока записывали кривые охлаждения по излучению остывающей полости.

Геометрические размеры медного тигля и скорость его вращения установили экспериментально: диаметр внутренней полости 20 мм, глубина 19 мм, диаметр входного отверстия 11 мм, емкость тигля 6,5 см³. Процесс формирования цилиндрической полости без гелиостата зависит от числа оборотов тигля и высоты Солнца над горизонтом.

Необходимая скорость вращения непосредственно связана с природой исследуемого материала и поэтому в каждом конкретном случае ее находили экспериментально, заботясь о том, чтобы не проходил выброс расплава, что приводит к потере полезной информации. В среднем скорость вращения составляла 200 - 600 об/мин.

Образцы чистых оксидов, а также промежуточные составы в исследуемых системах, предназначенные для термического анализа, готовили из смеси 30 вес.% активного порошка 3-15 мкм и 70 вес.% предварительно спеченного материала с фракциями 300-700 мкм.

Образцы прессовали в виде цилиндров диаметром 20 мм и высотой 20 мм и обжигали при 1700°C в течение 8 ч. Вес образцов в зависимости от материала колебался от 20 до 40 г.

В исследуемых образцах формировали цилиндрическую полость глубиной 10-17 мм и диаметром входного отверстия 4-8 мм. На кривых охлаждения чистых оксидов (см. рис.2), непосредственно после перекрытия солнечной радиации, отмечено незначительное увеличение темпера-

туры полости, превышающее максимально достигнутую температуру перед перекрытием.

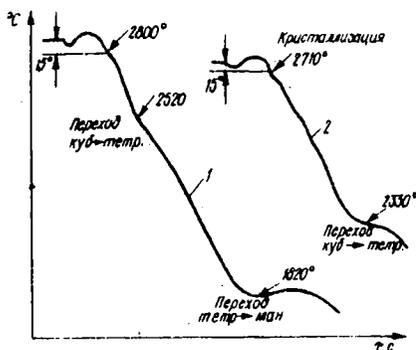


Рис. 2. Кривые охлаждения:
1 - HfO_2 (0,65 мкм);
2 - ZrO_2 (1,9 мкм).

На кривой охлаждения HfO_2 за указанным температурным всплеском следует небольшой излом, расположенный на $10-15^\circ C$ ниже температуры, при которой осуществлялось перекрытие солнечной радиации. Указанная температурная аномалия соответствует кристаллизации диоксида гафния $2800 \pm 25^\circ C$.

При температуре $2520 \pm 25^\circ C$ отмечена незначительная температурная аномалия, связанная с переходом диоксида гафния из кубической в тетрагональную форму, и при температуре $1820 \pm 15^\circ C$ наблюдается значительный всплеск (в некоторых случаях с обратным

ходом), отвечающий переходу тетрагональной формы в моноклинную.

На кривой охлаждения ZrO_2 отмечены два экзотермических эффекта, первый из которых соответствует кристаллизации расплава ($2700 \pm 25^\circ C$) и второй - переходу кубической формы диоксида циркония в тетрагональную при $2330 \pm 25^\circ C$.

С использованием описанной методики термического анализа были исследованы закономерности строения ликвидуса в системах высшей огнеупорности $HfO_2 - MgO$, $HfO_2 - CaO$, а также в бинарных системах, образованных диоксидом гафния и оксидами РЗЭ (РЗЭ - La , Sm , Eu , Gd , Dy , Er , Yb , Lu , Y , Sc) в интервале концентраций 0-70 мол.% РЗЭ. Исследование указанных систем представляет практический интерес, поскольку в системах имеется ряд фаз, которые служат основой для создания высокотемпературных химически инертных материалов, материалов для твердых электролитов, оксидных нагревателей, теплозащитных покрытий, огнеупорных тиглей для выплавки тугоплавких сплавов и т.д.

Ликвидус систем $HfO_2 - MgO$ и $HfO_2 - CaO$ ранее не изучался. Данные по исследованию ликвидуса в системах HfO_2 - оксиды РЗЭ немногочисленны и охватывают следующие системы: $HfO_2 - La_2O_3$ [3, 4], $HfO_2 - Eu_2O_3$ [5], $HfO_2 - Gd_2O_3$ [6] и $HfO_2 - Y_2O_3$ [7]. Но даже и для перечисленной группы систем результаты исследований не

всегда сопоставимы, поскольку чистота исходных веществ и методы исследований были различными.

В качестве реперных веществ в интервале температур 2000–2900°C использовали Ni_2O_3 , Y_2O_3 , ZrO_2 , HfO_2 , а также оксиды лантана и скандия, которые являлись одним из компонентов исследуемых систем. Чистота исходных оксидов не ниже 99,9%.

Кривые охлаждения снимали на трех образцах каждого состава. Повторную плавку образцов не производили, чтобы избежать отклонения от стехиометрии составов при высоких температурах.

Фазовый состав закаленных от температур плавления образцов исследовали с помощью рентгеновского и микроструктурного анализов.

Следует отметить, что установить температуру кристаллизации в двухфазной области труднее, чем для чистых оксидов, что связано с малым объемом жидкости, которую удается наплавить, и, как следствие этого, выделением незначительной теплоты кристаллизации при появлении первых кристаллов твердой фазы.

Кристаллизация реперных веществ (HfO_2 , ZrO_2 , Y_2O_3) наступает приблизительно на 15°C ниже максимальной температуры, измеренной по излучению веществ вращающейся полости.

Основываясь на предположении, что начало кристаллизации в бинарных оксидных системах также начинается с указанным переохлаждением, были измерены температуры ликвидуса в перечисленных выше системах. При искусственно произведенных "выбросах" части расплава из вращающегося тигля температура полости резко падала, но затем в течение 1–2 с принимала первоначальное значение. Учитывали только твердо установившиеся после нескольких выбросов значения температуры.

Установлено, что в системе $HfO_2 - MgO$ в области составов от 30 мол.% MgO и более потери оксида магния достигают 5 мол.%, что учитывали при построении ликвидуса рассматриваемой системы. Ликвидус системы $HfO_2 - MgO$ построен в интервале концентраций до 75 мол.% MgO . При более высоком содержании оксида магния наблюдали интенсивное испарение его, что затрудняло надежные измерения температур кристаллизации соответствующих составов. Ликвидус рассматриваемой системы характеризуется наличием одной эвтектической точки в составе 62 мол.% MgO при температуре $2260 \pm 25^\circ C$.

Ликвидус системы $HfO_2 - CaO$ характеризуется наличием двух эвтектических точек в составах 38 и 70 мол.% CaO и температурах соответственно 2300 и $2210 \pm 25^\circ C$. Максимум при температуре $2440 \pm 25^\circ C$ отвечает образованию соединения $CaHfO_3$, что подтверждается рентгеновскими и микроструктурными исследованиями.

Температуры экзотермических эффектов на кривых охлаждения образцов систем $HfO_2 - MgO$ и $HfO_2 - CaO$ приведены в таблице.

Содержание HfO_2 , мол.%	Температура фазовых переходов, °C	
	$HfO_2 - MgO$	$HfO_2 - CaO$
100	2800, 2520, 1820	2000, 2520, 1820
96	2790	2720
90	2770	2600
85	2760	2570
80	2700	2440
75	2670	-
70	2650	2370
65	2580, 2270	2340
60	2450, 2260	2300
55	2440, 2280	2390
50	2290, 2250	2440
45	2260	2370
40	2300	2330
36	2350	2250
30	2430	2210
25	2530	2270
20	-	2310
16	-	2420
10	-	2470
5	-	2500
		2560

В ряду исследованных систем HfO_2 - оксиды РЗЭ особый интерес представляет система $HfO_2 - Eu_2O_3$, так как стехиометрия оксида европия легко нарушается при проведении экспериментов традиционными методами в восстановительной и нейтральной средах или в вакууме.

В результате исследований этой системы на воздухе с использованием солнечного нагрева установлено, что ликвидус системы $HfO_2 - Eu_2O_3$ характеризуется теми же особенностями строения, что и систем, образованных HfO_2 и оксидами лантаноидов первой подгруппы. Ликвидус этих систем имеет аномалию в области составов 40-45 мол.% оксида лантаноида, что можно отнести к образованию соединений со структурой пирохлора.

Ликвидус системы $HfO_2 - Eu_2O_3$, изученный в вакууме, имеет отличительные особенности, связанные, по-видимому, со значительным изменением стехиометрии оксида европия.

Проведенные исследования систем HfO_2 - оксиды РЗЭ позволили установить закономерности изменения температур начала кристаллизации образцов в системах по ряду лантаноидов.

Так, добавка к HfO_2 оксидов лантаноидов от лантана до гадолиния приводит к снижению этих температур с тем большим эффектом, чем выше содержание и ниже атомный номер лантаноида.

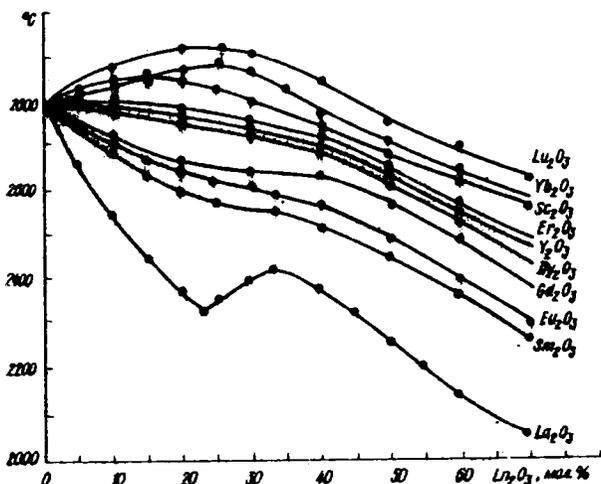


Рис.3. Ликвидус систем HfO_2 - оксиды РЗЭ в интервале концентраций 0-70 мол.% оксида РЗЭ.

В системах $HfO_2 - Dy_2O_3$ и $HfO_2 - Er_2O_3$ добавки небольших количеств оксидов лантаноидов (до 10 мол.%) существенно не влияют на температуры начала кристаллизации образцов. Подобные результаты получены и для системы $HfO_2 - Y_2O_3$.

Добавки оксидов лантаноидов конца ряда к HfO_2 (системы $HfO_2 - Yb_2O_3$ и $HfO_2 - Lu_2O_3$) способствуют повышению температур начала кристаллизации до содержания оксидов лантаноидов ~ 20 - 25 мол.%. Это же характерно для системы $HfO_2 - Sc_2O_3$. Отличительная особенность этой системы - смещение максимума температур к составу с 15 мол.% Sc_2O_3 и более резкое снижение температуры указанного состава по сравнению с системами $HfO_2 - Yb_2O_3$ и $HfO_2 - Lu_2O_3$.

Наличие максимума на ликвидусе, расположенного выше температур плавления исходных компонентов, явление редкое для систем, включающих оксиды высшей огнеупорности. Происхождение максимума можно объяснить явлениями упорядочения, которые могут наблюдаться при высоких температурах в кубических твердых растворах типа флюорита [8]. Подобная задача для систем HfO_2 - оксиды РЗЭ требует детального исследования в субсолидусной области этих систем.

1. Foex M., Traverse J.F. Remarques sur les transformations cristallines presentes a haute temperature par les sesquioxides de terres rares. - Rev. Int. Hautes Temperat. et Refract., 1966, 3, N 4, p. 429-433.

2. Noguchi T., Mizuno M. Liquidus curve measurements in the solar furnace. - Bull. Chem. Soc. of Japan, 1968, 42, N 7, p. 1583-1587.

3. Комиссарова Л.Н., Вань Генъ-Ши, Спицын В.И. Система $HfO_2-La_2O_3$. - Журн. неорган. химии, 1964, 9, с.693-696.

4. Шевченко А.В., Лопато П.М., Рубан А.К. Исследование взаимодействия в системе двуокиси гафния - гафнат лантана. - Докл. АН УССР. Сер.Б, 1976, № 10, с.925-927.

5. Scheidecker R.W., Wilder D.R., Moclier H. The system $HfO_2 - Eu_2O_3$. - J. Amer. Ceram. Soc., 1977, 60, N 11-12, p. 473-476.

6. Spiridonov F.M., Stepanov V.A., Komissarova L.N., Spitsyn V.I. The binary system $HfO_2 - Eu_2O_3$. - J. Less - Common Metals, 1968, 14, N 2, p. 435-443.

7. Stacy D.W., Wilder D.R. The system $HfO_2 - Gd_2O_3$. - J. Amer. Ceram. Soc., 1975, 58, N 7-8, p. 285-288.

8. Rouanet A. Contribution a l'etude des systemes zircone - oxides des lanthanides au voisinage de la fusion. - Rev. Int. Hautes Temper. et Refract., 1971, 8, N 1, p. 161-180.

УДК 662.997:662.93

М.Г.Шехоян, А.В.Вартанян

Армянское отделение Всесоюзного научно-исследовательского института источников тока, Ереван

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМОБРАЗОВАНИЯ ПОЛОСТЕЙ ПРИ ПЛАВЛЕНИИ МАТЕРИАЛОВ НА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СОЛНЕЧНОЙ УСТАНОВКЕ

При плавлении материалов во вращающихся соосно оптической оси концентратора контейнерах наблюдается образование полости расплава, форма и размеры которой зависят от многочисленных факторов. Ввиду относительно большого поглощения падающей лучистой энергии образующейся полостью, не зависящей от свойств материалов, малых конвективных потерь и потерь излучением метод плавления является самым распространенным и применяется при любой оптической схеме солнечной установки.

Изучение закономерностей формообразования полостей расплава позволяет отработать методы управления процессом плавления для обеспечения требуемых режимов термообработки материалов.

Ранее в [1, 2] были изложены результаты изучения процесса плавления и образования полости расплава при плавлении материалов во вращающихся контейнерах в зависимости от выдержки подачи лучистого потока, положения лучевоспринимающей поверхности образца в фокальном объеме концентратора, скорости вращения образца и описаны результаты экспериментального исследования начальных стадий процесса формообразования полости расплава.

В данной работе приводятся результаты экспериментальных исследований, которые позволили в процессе плавления изучить возможности воздействия на формообразование полостей с помощью затеняющих концентратор органов и продольной дефокусировки образца.

Материалом в экспериментах служила порошкообразная окись алюминия, из которой прессовались образцы в виде цилиндров с диаметром 30 и высотой 36 мм. Эксперименты проводили при выборочных значениях интенсивности прямой солнечной радиации $800 \pm 50 \text{ Вт/м}^2$ на солнечной установке непосредственного озарения с концентратором прожекторного типа диаметром 1,5 м ($A = 3,7$; $R_2 = 0,8$; $\theta = 60^\circ$; $F = 639 \text{ мм}$).

Форма полученных полостей расплава характеризовалась диаметром входного отверстия (d), наружным диаметром (D), и ее глубиной (H) [1].

Эффективность и характер воздействия затеняющих концентратор органов на формообразование полостей в процессе плавления исследовались при таком положении образцов, когда их торцы располагались в фокальной плоскости. При исходном положении затеняющего органа образец плавил 1 и 3 мин, после чего быстро изменяли расположение затеняющего органа и продолжали до суммарной выдержки 7-8 мин.

Т а б л и ц а I

Контрольные полости, мм			Размеры плавленных полостей, мм					
			При начальной выдержке лучистого потока, мин					
			1			3		
d	D	H	d	D	H	d	D	H
При начальном "внутреннем" затенении								
9,5	24	25	10	24	28	9,5	24	26
При начальном "наружном" затенении								
7	18	20	7,5	23	21	7	19	20

Результаты экспериментов для плавления материала при исходном затенении половины площади концентратора "внутренним" или "наружным" затеняющим органами с последующим полным выведением их приведены в табл. I. Там же даны размеры контрольных полостей, полученных при плавлении образцов в исходном положении затеняющего органа с выдержкой потока 7 мин.

При начальных затенениях повышение мощности потока не способствует увеличению входного отверстия полостей, а форма и размеры их

лишь незначительно увеличиваются. При начальном "внутреннем" затенении происходило увеличение глубины полости, а при "наружном" - наружного диаметра.

Аналогично исследовалась эффективность воздействия продольной дефокусировки на формирование полостей. Образцы, имевшие удаленное от фокальной плоскости исходное положение торца, после плавления с начальной выдержкой 1 и 3 мин, быстро перемещали соосно оптической оси на определенную величину и плавил при суммарной выдержке 7-8 мин.

Результаты экспериментов, проведенных при перемещении образцов после начальной выдержки потока от разных зон фокального объема до фокальной плоскости, приведены в табл.2.

Т а б л и ц а 2

Исходное удаление торца образца от фокальной плоскости вдоль оптической оси	Относительное изменение размеров полости						
	Начальная выдержка лучистого потока, 1 мин			Начальная выдержка лучистого потока, 3 мин			
	$\frac{d_{исх}^1}{d}$	$\frac{D_{исх}^*}{D}$	$\frac{H_{исх}^*}{H}$	$\frac{d_{исх}}{d}$	$\frac{D_{исх}}{D}$	$\frac{H_{исх}}{H}$	
Дефокальная область, мм	6 7,5	1,05 1,05	1,2 1,2	1,25 1,15	1,0 1,0	1,0 1,1	1,2 1,1
Зафокальная область, мм	6 9	0,9 0,75	1,1 1,25	1,9 5,8	0,92 0,8	1,1 1,25	1,8 5,0

Пр и м е ч а н и е : $d_{исх}^1$; $D_{исх}^*$; $H_{исх}^*$ - размеры полостей, образованных в исходном положении образца без перемещения при выдержке 7 мин.

Полученные результаты показывают, что при перемещении образцов после начальной выдержки в зафокальной области до фокальной плоскости происходит интенсивное изменение формы и размеров полостей. Это изменение выражается в углублении полости и некотором сужении входного отверстия за счет перетечек расплавленной массы со дна и стенок полости.

Перемещением образца вдоль оптической оси относительно фокуса после начальной выдержки можно наиболее эффективно управлять формообразованием полостей. Это позволит использовать определенные вариации местоположения образца для управления процессом формообразования полостей.

Для определения возможностей управления формообразованием полостей в процессе плавления исследовалось влияние скорости и диапа-

зона перемещения при продольных дефокусировках образца. Во всех экспериментах образец перемещался соосно оптической оси в направлении от зафокальной области к концентратору.

Эксперименты проводили при разных вариациях начального и конечного местоположения образца, выдержке потока до и после перемещения и скорости перемещения в пределах 0,05 - 10 мм/мин.

Это позволило отработать технологический прием изготовления полых цилиндрических изделий из плавленной окиси алюминия.

Образец, выставленный торцом на удалении более 10 мм от фокальной плоскости в зафокальную зону после начала плавления и начальной выдержки потока 1-2 мин, перемещали вдоль оптической оси с постоянной скоростью в направлении к концентратору до удаления от фокальной плоскости на 6 мм. При этом большое значение имеет конечное положение торца образца и скорость его перемещения, так как характерная для указанных удалений форма полости с конусообразной выпуклостью на дне переходит в правильную цилиндрическую с плоским дном при скорости перемещения не более 1 мм/мин. После 2-3-минутной выдержки потока перемещение фронта плавления полностью прекращается. Полученные таким способом полости расплава имеют правильную геометрическую форму, внутренний диаметр их равен 20-22 мм, глубина - 25-27 мм, толщина стенок 2-2,5 мм.

Полости подобной формы несколько меньших размеров получены при "наружном" отсекании концентрированного потока (выдержка потока и скорость перемещения образца те же). При этом исходным положением торца образца принималось удаление в зафокальную область, соответствующее началу образования расплава. Во всех случаях необходимая зона перемещения ограничивается 3-4 мм.

Отработанный способ получения полых цилиндрических изделий позволил непосредственно на солнечной установке в процессе синтеза бета-глинозема изготовить изделия для электрохимических генераторов тока [3].

Исследования с перемещением образца вдоль оптической оси концентратора осуществлялись с помощью возвратно-поступательного кулачкового механизма. Скорость и диапазон перемещения, начальная и конечная выдержка потока обеспечивались сменными кулачками разного профиля.

1. Шекоян М.Г., Шермазанян Я.Т., Вартамян А.В. и др. Формообразование полости в процессе плавления материала во вращающемся контейнере на гелиоустановке. - Гелиотехника, 1976, № 3, с.49-52.

2. Шекоян М.Г., Шахпаронян В.Б. Изучение динамики процесса плавления материалов на солнечной установке. - Гелиотехника, 1978, № 2, с.53-57.

3. Шекоян М.Г., Смоковщина Г.С., Вартамян А.В. А.с. 562020, (СССР). - Опул. в Б.И., 1977, № 22.

М.Г.Шекоян, С.Н.Трушевский, А.В.Вартамян
 Армянское отделение Всесоюзного научно-исследовательского
 института источников тока, Ереван

ПРОТЕКАНИЕ ПРОЦЕССА ПЛАВЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ НА СОЛНЕЧНОЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ УСТАНОВКЕ

Высокотемпературные солнечные установки (ВТСУ) обладают преимуществами перед другими установками нагрева, что позволяет использовать их для решения задач по синтезу новых тугоплавких материалов, обладающих высокой степенью чистоты или специфическими свойствами, а также для испытаний материалов в условиях, близких к эксплуатационным (в диапазоне температур до 3500 К). Однако до настоящего времени закономерности протекания процесса плавления различных материалов, а также методы управления и контроля технологических режимов термообработки материалов на солнечной установке недостаточно изучены, в связи с чем применение их пока ограничено.

Протекание процесса плавления, зависящее от распределения плотности лучистого потока на лучевоспринимающей поверхности материала, теплообмена с окружающей средой и плотности исходного материала может быть изучено на математической модели процесса, которая сводится к решению задачи теплопроводности в условиях, когда материал претерпевает фазовое превращение. Подобные задачи в математической физике получили название задачи Стефана и описываются дифференциальными уравнениями теплопроводности с нелинейными граничными условиями на поверхности раздела фаз [1-3].

Конкретизация задачи устанавливается дополнительными граничными условиями подрода лучистой энергии к поверхности материала и теплообмена с окружающей средой.

Регулирующими параметрами процесса плавления являются распределение концентрированного лучистого потока на лучевоспринимающей поверхности, плотность исходного материала и теплообмен с окружающей средой.

Рассматривается одномерная двухфазная расчетная модель. Лучевоспринимающая поверхность материала представляется как совокупность элементарных площадок, на которые в направлении нормали поступает поток лучистой энергии. Каждая элементарная площадка представляется стенкой в полупространстве $O-X$ с определенной толщиной (l_0).

На лучевоспринимающей поверхности стенки, в качестве граничного условия, задается величина плотности поступающего лучистого потока, а на тыльной поверхности - величина поддерживаемой температуры.

Значение плотности лучистого потока в каждом варианте решения задается из диапазона плотностей, где нижний предел определяется экспериментально по минимально-необходимой для определения данного материала плотности лучистого потока, а верхний — максимальными возможностями концентратора.

Односторонний лучистый нагрев материала и его прозрачность при высоких температурах позволяют считать, что в жидкой фазе происходит радиационно-кондуктивный теплоперенос (РКТ) [4].

Ввиду сложности учета РКТ для жидкой фазы нами принята упрощенная расчетная модель, которая рассматривается при отсутствии ограничений в отношении температур, поглотительных способностей граничных поверхностей и оптических толщин слоя среды [5]. Распространение теплового потока через слой жидкой фазы осуществляется теплопроводностью и радиацией. Радиационный теплоперенос определяется по формуле

$$q_p = A_{эф} \sigma (T_1^4 - T_2^4), \quad (1)$$

где T_1 и T_2 — температуры поверхностей слоя материала; σ — постоянная Стефана — Больцмана; $A_{эф}$ — эффективная функция радиационных параметров среды и граничных поверхностей, которые выражены критерием Бутера [5].

Принятая расчетная модель реализуется решением задачи Стефана с учетом деформации материала при фазовом переходе и радиационно-кондуктивного теплопереноса в жидкой фазе. С помощью безразмерных комплексных параметров задача запишется в виде:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} = (Fo)_T \frac{\partial^2 \theta}{\partial \bar{x}^2}; \quad 0 < \bar{x} < \bar{\xi}(\bar{\tau}); \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \bar{\tau}} = (Fo)_ж \frac{\partial^2 \theta}{\partial \bar{x}^2} - G \frac{d\bar{\xi}}{d\bar{\tau}} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}}; \quad \zeta(\bar{\tau}) < \bar{x} < \bar{l}(x); \quad (3)$$

$$\theta(\bar{x}; 0) = \theta_0 = const; \quad (4)$$

$$\theta(0; \bar{\tau}) = \theta_i = const; \quad (5)$$

$$\bar{q}(\bar{l}; \bar{\tau}) = \bar{q}_i = const; \quad (6)$$

$$\frac{\partial \theta(\bar{l}; \bar{\tau})}{\partial \bar{x}} + A_{эф} J_W (\theta^4 - 1) = M - \epsilon J_W \theta^4; \quad (7)$$

$$\theta(\bar{\zeta}_{+0}; \bar{\tau}) = \theta(\bar{\zeta}_0; \bar{\tau}) = 1; \quad (8)$$

$$\frac{Ko}{(Fo)_T} \frac{d\bar{\zeta}}{d\bar{\tau}} = \frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} - \lambda \left[\frac{\partial \theta}{\partial \bar{x}} - \lambda_{эф} \mathcal{M} (\theta^4 - 1) \right]; \quad (9)$$

$$G [1 - \bar{\zeta}(\bar{\tau})] + \bar{\tau}(\bar{\tau}) = 1, \quad (10)$$

где $(Fo)_T = \frac{a_T \bar{\tau}_k}{l_0^2}$ и $(Fo)_X = \frac{a_X \bar{\tau}_k}{l_0^2}$ - критерий Фурье соответственно для твердой и жидкой фаз; $G = 1 - \frac{U_T}{U_X}$ - безразмерный параметр, учитывающий деформацию материала при фазовом переходе; $\mathcal{M} = \frac{\sigma T_{пл}^3 l_0}{\lambda_X}$ - критерий Иванцова; $M = \frac{q_i l_0}{\lambda_X T_{пл}}$ - безразмерный поток лучистой энергии; $Ko = \frac{q_{фаз}}{T_{пл} C_T}$ - критерий Коссовича; $\lambda = \frac{\lambda_X}{\lambda_T}$ - безразмерный параметр, учитывающий изменение коэффициента теплопроводности в материале при фазовом переходе.

В уравнениях (2) - (10) λ_T и λ_X ; a_T и a_X ; C_T и C_X ; U_T и U_X - соответственно коэффициенты теплопроводности, теплопроводности, теплоемкости и плотности материала для твердой и жидкой фаз; $q_{фаз}$ - теплота фазового превращения; ε - коэффициент излучения материала; $T_{пл}$ - температура плавления материала; $\bar{\tau}_k$ - конечное время.

Безразмерные аргументы получены из следующих соотношений: безразмерная температура $\theta = \frac{T_i}{T_{пл}}$; безразмерное время $\bar{\tau} = \frac{\tau_i}{T_k}$; безразмерная координата в материале $\bar{x} = \frac{x}{l_0}$; безразмерная координата границы раздела фаз $\bar{\zeta} = \frac{\zeta}{l_0}$; безразмерное значение плотности лучистого потока $\bar{q} = \frac{q_i}{q_{max}}$.

Задание численных значений коэффициентов, выражающих свойства материалов, близких к реальным, - один из основных определяющих факторов получения надежных расчетных результатов.

Анализ литературных данных по свойствам окислов, температура плавления которых выше 2000 К показал, что полные сведения, необходимые для решения задачи, имеются только для 14 окислов. При этом наиболее надежные значения коэффициентов теплопроводности, теплоемкости и излучения даны только до температур 1700 К. Для более высоких температур значения этих коэффициентов нами получены экстраполя-

щей по температурам. Имеются значительные расхождения литературных данных по температурам плавления одного и того же материала и значениям теплоты фазового превращения. Данные о свойствах окислов в расплавленном состоянии отсутствуют.

В связи с этим при решении задачи приняты некоторые общие для всех материалов допущения.

1. Для жидкой фазы коэффициент теплопроводности на 35% выше, чем для твердой фазы, а коэффициент теплоемкости - на 15%.

2. Диапазон изменения плотности материалов определяется результатами измерений плотности окислов, оплавленных на солнечной установке и прессованных образцов. Значение плотности окислов в жидкой фазе составляло 0,85 от теоретического, а в твердой фазе было в три раза меньше теоретического, исходя из чего определялся диапазон изменения параметра q .

3. Значения теплоты фазового превращения и температуры плавления определялись по данным литературных источников.

Рассматриваемые материалы сгруппированы по значениям коэффициентов теплопроводности они разделены на группы А и В, а по значениям температуры плавления группа А разделена на четыре подгруппы, а группа В - на две (таблица).

Группировка окислов по теплофизическим свойствам

	Группа А				Группа В	
	1	2	3	4	1	2
Материал	TiO_2		-	-	Al_2O_3	CaO
	Ti_2O_3	UO_2	ZrO_2	ThO_2	$MgAl_2O_4$	MgO
	NiO	SmO_3	HfO_2	-		
	V_2O_3	Cd_2O_3				
T_{op}, K	2200	2600	3000	3600	2365	3000
$\lambda, Вт/м \cdot град$	2,5				5,75	

Значения безразмерных комплексных параметров

$(Fo)_T$	-	1,14	-	-	-	2,36	-
$(Fo)_x$	-	0,7	-	-	-	1,45	-
M	54	48	40	33	22,4		16,75
JW	5,6	8,5	14,5	24	3,0		5,9
Ko	-	0,33	-	-		0,37	-
λ	-	1,35	-	-		1,35	-

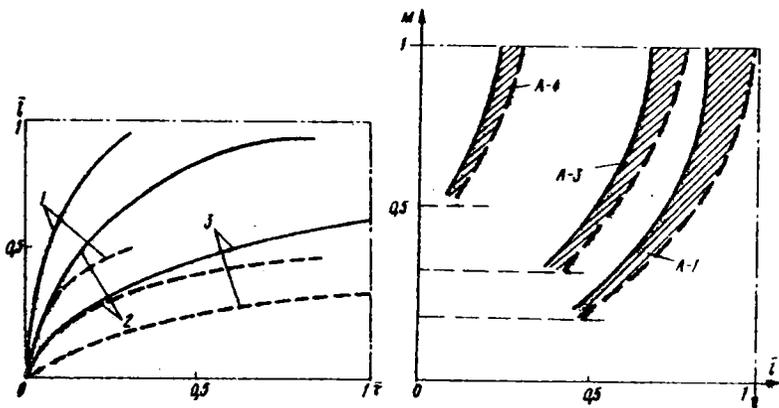


Рис.1. Положение границы раздела фаз (сплошная линия) и поверхности расплава (пунктир) в зависимости от времени выдержки лучистого потока для материалов группы В-1 при: 1 - $2,4 \cdot 10^7$ Вт/м²; 2 - $1,3 \cdot 10^7$ Вт/м² и 3 - $0,6 \cdot 10^7$ Вт/м².

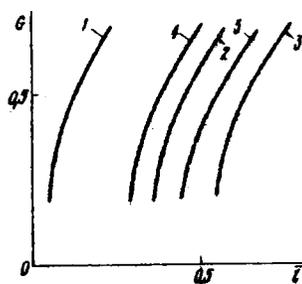


Рис.2. Влияние дополнительного наружного нагрева (охлаждения) на скорость перемещения границы раздела фаз для группы материалов А-1, А-3 и А-4, при 300 К (сплошная линия); при 1900 К (пунктир). Выдержка потока 120 сек.; $\epsilon = 0,4$; $l_0 = 30$ мм.

Рис.3. Положение границы раздела фаз в зависимости от безразмерного параметра ϵ для материалов: 1 - А-4; 2 - А-3; 3 - А-1; 4 - В-2; 5 - В-1. Выдержка лучистого потока 120 с, плотность лучистого потока $q_i = 1,3 \cdot 10^7$ Вт/м², наружная температура $T_i = 300$ К; толщина стенки $l_0 = 30$ мм.

Расчетные значения безразмерных комплексных параметров, выражающих материал с общими характерными свойствами, также приведены в таблице. Решив варианты задачи для такого "обобщенного материала", можно определить закономерности процесса плавления данной группы оксидов.

Поставленная задача решалась конечно-разностным методом на ЭЕМ по программе, составленной на языке АНГОМ-60. Результаты расчетов получены в относительных единицах.

При решении одного варианта задачи получены координаты положения границы раздела фаз, поверхности расплава и характер изменения распределения температурных полей в массе материала во времени после наступления плавления. Расчет каждого варианта задачи прекращал-

ся по одной из следующих причин: незначительной скорости движения фронта плавления; времени $\bar{t} \geq 1$; когда координата фронта плавления близка к тыльной стороне отенки.

Решением отдельных вариантов задачи, отличающихся заданным значением плотности поступающего лучистого потока, температурой на тыльной поверхности стенки и значением плотности исходного материала, получены соответствующие зависимости, определяющие положение границы раздела фаз, поверхности расплава и распределение температур в массе материала во времени после начала плавления.

При этом исходя из реальных условий плавления материалов на БТСУ и свойств рассмотренных окислов для различных вариантов задачи значение плотности лучистого потока задавалось в диапазоне от $0,6 \times 10^7$ до $2,4 \cdot 10^7$ Вт/м², значение температуры на тыльной поверхности стенки от 300 до 1300 К, а деформация материала учитывалась с помощью параметра ζ , который задавался в пределах 0,2 - 0,7.

На рис.1 для материалов группы В-I приведены зависимости положения границы раздела фаз и поверхности расплава от выдержки подачи лучистого потока.

Характер изменения скорости перемещения границы раздела фаз при различных температурах на тыльной поверхности рассматриваемой стенки показан на рис.2.

На рис.3 приведены полученные зависимости положения границы раздела фаз от параметра ζ .

Полученные зависимости процесса плавления позволяют при любом заданном изменении указанных влияющих факторов определить положение фронта плавления и характер распределения температур в массе материала во времени после начала плавления. Результаты проведенных исследований можно использовать при разработке технологического процесса плавления и создании систем для управления процессом.

1. Лыков А.В. Теория теплопроводности. - М.: Высш. школа, 1967. - 421 с.

2. Мучник Г.Ф., Рубашев И.Б. Методы теории теплообмена. Ч.1. - М.: Высш. школа, 1970. - 269 с.

3. Шахпаронян В.В., Трушевский С.Н. и др. Исследование плавления на солнечной установке (методика расчета процесса). - Гелиотехника, 1972, № 1, с.43-50.

4. Сперроу Э.М., Сесс Р.Д. Теплообмен излучением. - Л.: Энергия, 1972. - 231 с.

5. Адрианов В.Н. Основы радиационного и сложного теплообмена. - М.: Энергия, 1972. - 464 с.

В.С.Мавашев, С.А.Трескин, И.Г.Августинович, В.Л.Рудштейн
Ф.С.Салихова, Г.М.Арушанов
ОКБ при ФТИ АН УзССР, Ташкент

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ПРОЗРАЧНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ДАТЧИКОВ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НИХ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ

Для измерения температуры прозрачных деталей конструкционной оптики применяются пленочные датчики температуры [1]. В настоящее время проблема создания пленочных датчиков температуры, работающих при облучении потоками световой энергии большой плотности, является необходимой и актуальной.

Данная работа посвящена исследованию свойств прозрачных пленочных датчиков температуры при воздействии на них концентрированного солнечного излучения большой плотности, изучению изменения сопротивления их в этих условиях и определению предельных плотностей лучистых потоков для выявления их работоспособности.

Исследованные образцы представляли собой пластинки из кварцевого стекла толщиной 1 мм и диаметром 20 мм с нанесенными на них пленками In_2O_3 и фосфидов и напыленными электрическими контактами. Пленочные датчики имели различную конфигурацию (см. рисунок, а, б).

Образцы исследовали на установке, схема которой изображена на рисунке. Состоит она из фасетного концентратора (1), гелиостата, координатного устройства (2), держателя с образцами (3) и измерительного комплекса.

Фасетный концентратор позволяет проводить исследования в поле концентрированного солнечного излучения с дискретно изменяемой величиной его плотности в фокальном пятне. Оптическая часть концентратора состоит из 54 сферических фасет размерами 250x250x10 мм с фокусным расстоянием 2700 мм.

Установочные площадки фасетодержателей соединяются с опорными площадками через регулировочную систему, обеспечивающую контролируемое изменение и фиксацию ориентации оптической оси каждой фасеты концентратора. Свобода смещения оптических осей фасет концентратора обеспечивает возможность его юстировки и изменения суммарной плотности потока лучистой энергии в фокальном пятне.

Диаметр фокального пятна 32 мм. Пределы регулирования плотности потока - 100 - 5000 кВт/м², шаг регулирования - 100 кВт/м². В зоне фокального пятна диаметром 8 мм неравномерность плотности лучистой энергии составляет ± 3-5%.

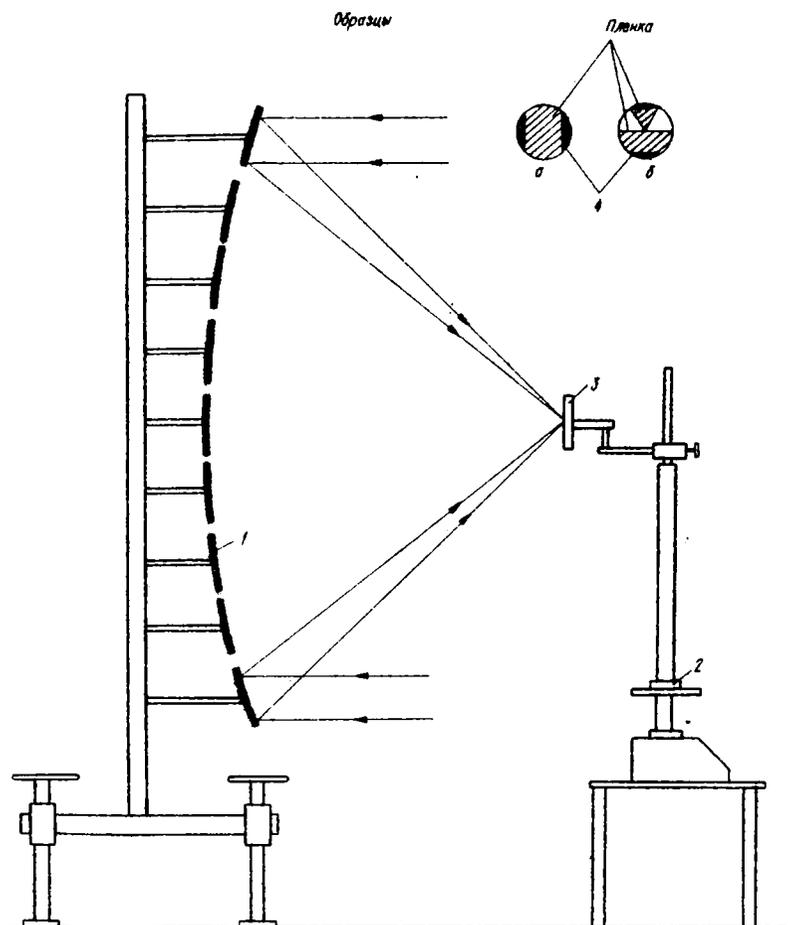


Схема экспериментальной установки:
 1 - Факетный концентратор; 2 - коэффициентное устройство; 3 - держатель образцов; 4 - виды конфигурации пленки на поверхности образцов (а и б).

Концентратор работает в комплексе с гелиостатом, направляющим параллельный поток отраженной солнечной радиации на концентратор. Слежение гелиостата за Солнцем автоматическое с погрешностью не более 1,5 ...' .

Для измерения плотности концентрированного потока используется радиометр типа РАШ-1, изготовленный в Институте технической тепло-

фишки АН УССР, который предварительно отградуирован по образцовому радиометру I разряда ШРК-80 [2]. Погрешность измерения лучистых потоков не превышает $\pm 8\%$.

Т а б л и ц а 1. Зависимость сопротивления пленочного датчика температуры (образец типа а) от плотности падающего лучистого потока

Плотность потока, кВт/м ²	R до облучения, кОм	R во время облучения, кОм	R после облучения, кОм	
69	2,523	2,128	2,260	После 10 мин охлаждения при температуре 38,5-42°C
149	2,260	1,996	2,168	
230	2,168	1,989	2,267	
307	2,267	1,949	2,220	
467	2,220	1,921	2,204	
667	2,473	1,932	2,435	
963	2,902	2,2	2,605	
1149	2,605	2,066	2,936	
1169	2,936	2,187	3,047	
2093*	3,047	2,378	3,134	
2992*	3,134	2,296	3,783	

* При дальнейшем облучении нарушился контакт образца.

Т а б л и ц а 2. Зависимость сопротивления пленочного датчика температуры (образец типа б) от плотности падающего лучистого потока

Плотность потока, кВт/м ²	R до облучения, кОм	R во время облучения, кОм	R после облучения, кОм	
66	5,007	4,815	4,951	После 10 мин охлаждения при температуре 38,5 - 42°C
280	4,951	4,284	4,543	
612	4,543	3,391	3,571	
762	3,667	2,043	4,009	
1146	3,500	3,148	3,972	После суточного охлаждения при температуре 25 - 26°C
1164	3,876	3,645	3,383	
1867	3,383	3,206	3,874	
2686	3,874	3,169	4,572	
3229	4,572	5,013	5,998	
3622	5,998	4,333	7,866	
3217	7,866	5,648	13,925	
3448	13,925	8,114	10,856	

Измерительная часть установки состоит из ампервольтметра Р-386, измеряющего сопротивление пленочных датчиков температуры, цифровых интегрирующих вольтметров В2-23, соединенных с усилителями милливольтметрами типа Н-39 для регистрации сигналов радиометра и

актинометра. Измерительная аппаратура установлена в помещении, где поддерживается постоянная температура 25-26°C.

Для испытания образцы закрепляли в держателях из фторопласта за водоохлаждаемой диафрагмой. Непосредственно за образцом помещался радиометр РАШ-1.

Время облучения образцов потоками различной плотности составляло около 15 мин. Во время облучения измеряли сопротивление образца, сигналы радиометра и актинометра. После того как образец выводится за пределы зоны облучения, фиксируются сопротивление остывающего образца и сигналы радиометра, измеряющего плотность падающего на образец потока. Серии таких измерений производится многократно для каждого образца. Контрольные измерения сопротивления всех образцов производили через 24 ч после облучения. Погрешность измерения сопротивления пленочных датчиков температуры составляет $\pm 0,5\%$. Результаты исследования сопротивления пленочных датчиков температуры на основе In_2O_3 различной конфигурации приведены в табл.1 и табл.2.

На основании этих данных можно заключить, что во время облучения образцов потоками небольшой плотности их сопротивления уменьшаются и при остывании до комнатных температур восстанавливают первоначальное значение. При увеличении плотностей потоков отмечается также снижение сопротивления пленок в процессе облучения, однако, при достижении определенного порога плотности потока наблюдается увеличение сопротивления пленок, причем для образцов различного состава и конфигурации этот порог имеет свое значение. Так, для датчика со сплошной пленкой In_2O_3 (образец типа а) этот порог составляет 1000 кВт/м². При увеличении плотности потока происходит дальнейшее увеличение сопротивления. У пленочного датчика образца б при увеличении плотности потока выше 3000 кВт/м² происходит резкий рост сопротивления, которое не восстанавливается до первоначальной величины после суточного остывания образца.

Таким образом, проведенные испытания образцов с пленочными датчиками температуры выявили пределы плотностей потоков лучистой энергии, при которых эти датчики дают стабильные показания. Образцы с пленками на основе In_2O_3 оказались более стойкими к облучению, чем образцы с пленками из фосфидов. Наиболее стойким к облучению - до 3000 кВт/м² - оказался датчик из пленки In_2O_3 образца типа б.

Во время облучения образцов измеряли их коэффициенты интегрального пропускания в области длин волн 0,3-2,5 мкм по отношению интенсивностей падающего (J_0) и прошедшего (J) через образец световых потоков. Установлено, что при больших плотностях потоков коэффициент пропускания образцов уменьшается на 8-10%.

1. Мавашев Ю.З., Трекин С.А., Августиневич И.Г. и др. Экспериментальное исследование теплового режима образца из кварцевого стекла при воздействии на него солнечного излучения различной плотности. - Гелиотехника, 1980, № 6, с.30-33.

2. Герашенко О.А., Шербина Л.М., Сакина С.А. и др. Градуировка приборов для измерения лучистых тепловых потоков в парогенераторах. - Пром. теплотехника, 1979, № 1, с.23-28.

УДК 666.762.11

Ю.А.Полонский, Р.С.Чуракова, В.И.Гутман, Л.В.Павлюкова,
М.Ю.Герасимович, С.А.Азимов, Т.Т.Рискиев, Р.Ф.Руми, Г.Т.Аддылов
Всесоюзный институт огнеупоров, Ленинград;
Физико-технический институт АН УзССР, Ташмент

ПОЛУЧЕНИЕ ПЛАВЛЕННОЙ ОКСИ АЛЮМИНИЯ МЕТОДОМ РАДИАЦИОННОГО НАГРЕВА И СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА СВОЙСТВ КОРУНДОВЫХ ОБРАЗЦОВ НА ОСНОВЕ ПЛАВЛЕННОГО ЗЕРНА, ИЗГОТОВЛЕННОГО РАЗЛИЧНЫМИ МЕТОДАМИ

Существующий промышленный способ получения порошков плавленных оксидов основан на традиционном методе электродуговой плавки, однако он не обеспечивает необходимой чистоты продукта из-за неизбежных загрязнений материалами электродов и футеровки. Метод радиационного нагрева, предусматривающий использование концентрированной лучистой энергии Солнца, является одним из наиболее перспективных для получения особо чистых плавленных материалов.

Таблетки окиси алюминия плавил на установках "Уран-1", которые предназначены для радиационного нагрева материалов до 2500°C при плотности лучистой энергии до $0,6 \text{ кВт/см}^2$ с диаметром светового пятна 30 мм. Схема установки и методика плавки описаны в [1].

В данной серии плавок в качестве окиси алюминия использовался глинозем марки "ГЭБ" по ГОСТ 6912-74, который является исходным материалом для плавки электрокорунда (ОСТ 2-115-71)*. Использование указанной окиси алюминия позволило сделать сравнительную оценку свойств керамических образцов, изготовленных на основе корундового зерна, наплавленного различными методами нагрева, в том числе в промышленных установках (электродуговым, индукционным, радиационным и плавкой в вакууме в печи сопротивления).

Индукционная плавка окиси алюминия производилась в ЛЭТИ на установке "Кристалл-401" [2], а вакуумная в молибденовом тигле на печи СВЧ Всесоюзного института огнеупоров.

* Электрокорунд производится в широких масштабах для абразивной промышленности методом электродуговой плавки. В данной работе использовался кусковой электрокорунд производства Бокситогорского глиноземного завода.

Т а б л и ц а 1. Результаты спектрального анализа исходного сырья и плавящих материалов

Материал	Наличие примесей по результатам спектрального анализа, %										Сумма приме- сей	
	CaO	MgO	SiO ₂	Fe ₂ O ₃	TiO ₂	Cr ₂ O ₃	Mn ₂ O ₃	CaO	MnO	CaO ₂		Mg ₂ S
Бразилез марки "19Б" по ГОСТ 6912-74 (исходное сырье)	>0,05	0,01	0,066	0,0082	0,0040	0,003	0,001	0,0085	<0,001	не обнар. до 0,001	0,21	0,36
Корунд, полученный электролитовой плавкой (ЛЭ)	0,19	0,091	0,19	0,019	0,0054	0,005	0,001	0,019	<0,001	не обнар. до 0,001	0,15	0,69
Корунд, полученный индукционной плавкой (ЛИИ)	0,072	0,021	0,19	0,019	0,001	0,0056	0,004	0,0018	<0,001	не обнар. до 0,001	0,27	0,60
Корунд, полученный радиационной плавкой (ФЛ)	0,028	0,01	0,023	0,0063	0,001	0,003	0,001	0,001	<0,001	не обнар. до 0,001	<0,084	0,16
Корунд, полученный плавкой в вакууме (ВВ)	0,19	0,14	0,08	0,016	0,001	0,0048	0,001	0,001	<0,001	не обнар. до 0,001	<0,083	0,52

Т а б л и ц а 2. Сравнительная характеристика зерен плавленной окиси алюминия по форме и строению*

Материал	Цвет порошка	Форма зерен		Строение зерен по количеству		Пористость относительно	Диагностические признаки
		Монокристаллы	Агрегаты	Монокристаллы	Мелкокристаллические агрегаты		
Корунд, полученный электролитовой плавкой (ТГЗ)	Белый	Изморюч-ная	20	28	2	Средняя	Преобладающие агрегатные зерна, состоящие из кристаллов округлой формы
Корунд, полученный индукционной плавкой (ЛЭТИ)	"	Столбчатая, шестоватая, изолучная	40	10	0	Средняя	Форма зерна
Корунд, полученный радиационной плавкой (ФТИ)	"	Изометричная (слабым пористые зерна)	19	3	28	Высокая	1. Высокая пористость 2. Мелкокристаллические агрегаты с непроплавленными центром зерен
Корунд, полученный вакуумной плавкой (ВЮ)	Серый	Угломерная	49	-	1	Незначительная	1. Цвет порошка - серый. 2. Матовость зерен. 3. Наличие тонких металлических пленок и прожелезов

* Макроструктурные исследования выполнены Р. М. Везицкой.

** Исследовалось по 50 зерен каждого метода плавки.

Т а б л и ц а 3. Составляющие исследования свойств керамических образцов, полученные из корундового зерна, плавящего различными методами

Характеристики исходного материала	Состав массы, %		Удельная пористость после 24 ч по-мола, $\frac{\text{мл}}{\text{г}}$	Пористость, %	Плотность, $\frac{\text{г}}{\text{см}^3}$	Свойства керамических образцов			Температура испытаний, $^{\circ}\text{C}$
	Верхняя фракция 630-900 мкм	тонкодоло-тая фракция или менее 63 мкм				Предел прочности при изгибе, $\frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$	Предел прочности при сжатии, $\frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$		
							при 20 $^{\circ}\text{C}$	при 1200 $^{\circ}\text{C}$	
Корунд алюмокремневый (ЛТЗ)	70	30	0,90	18,01	3,24	485	92	76	>42
Корунд индукционный (ЛЭТИ)	70	30	1,95	17,79	3,26	487	172	86	>42
Корунд радиационный (ФТИ)	70	30	1,16	16,74	3,28	551	152	96	>42
Корунд вакуумной плавки (ВМО)	70	30	0,94	22,44	3,13	165	98	41	>42

П р и м е ч а н и е. Из масс, указанных в табл.3, прессовали образцы при удельном давлении 500 $\frac{\text{кгс}}{\text{см}^2}$. В качестве временной связки использовали 5%-ный раствор поливинилового спирта в воде. Образцы обжигали в корундовых капсулах при максимальной температуре 1750 $^{\circ}\text{C}$, подъем температуры производился со скоростью 50 $^{\circ}\text{C}/\text{ч}$, выдержка при 1750 $^{\circ}\text{C}$ составляла 2 ч.

Выполнен спектральный анализ исходного сырья и плавящихся материалов (см. табл.1), по методике ВНИИАШ [3] изучены геометрия и строение корундовых зерен различными методами плавки (см. табл.2), а также сравнительная динамика процесса измельчения (вибропомола) (рисунок).

Как видно из табл.1, метод радиационной плавки позволяет снизить в плавящем материале содержание примесей (Fe_2O_3 , CaO , SrO , Na_2O и др.), за счет возгонки окислов, при температуре выше $2000^{\circ}C$.

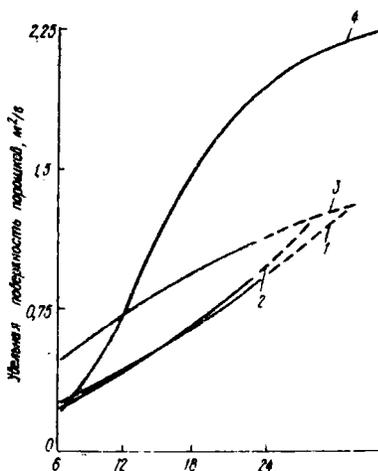
Данные табл.2 свидетельствуют о том, что корундовое зерно, полученное радиационной плавкой, характеризуется наиболее дефектной структурой с преобладающим межкристаллическими агрегатами и интенсивной микропористостью.

Исследование динамики процесса измельчения (рисунок) показало, что удельная поверхность корундовых порошков, полученных радиационным и электродуговым методами плавки продолжает увеличиваться при длительности помола 36 ч и более, тогда как для порошка, полученного индукционным методом, длительность помола более 24 ч нецелесообразна.

Из масс на основе плавящего зерна различных методов плавки были изготовлены керамические образцы размером $10 \times 10 \times 70$ мм и цилиндры размером 15×15 мм.

Составы масс, способ приготовления образцов, а также результаты исследований термомеханических и физических свойств образцов приведены в табл.3.

Установлено, что по совокупности термомеханических и физико-химических свойств наилучшими показателями характеризуются образцы на основе корундового зерна, полученного радиационной плавкой. Это объясняется как особенностями кристаллического строения, так и меньшим количеством примесей в порошке за счет очистки зерна в процессе радиационной плавки.



Сравнительная динамика процесса измельчения корундовых зерен: 1 — корунд электродуговой плавки (ТГЗ); 2 — корунд, плавящийся в вакууме (ВМО); 3 — корунд радиационной плавки (ВТИ); 4 — корунд индукционной плавки (ЛЭТИ).

1. Азимов С.А., Азимов Х.М., Машлаев И.И. и др. К расчету лучистого поля концентраторов с искусственным источником. - Гелкотехника, 1978, № 5, с.27-31.

2. Полонский Ю.А., Скуе Е.Р., Могиленский В.И. и др. Получение плавленных огнеупорных окислов высокой частоты. - Огнеупоры, 1978, № 7, с.26-29.

3. Леван В.И. Перспективы внедрения кругов из альбора. - Абразивы, 1971, № 8, с.17-19.

УДК 539.213.2:536.24.421.48

С.А.Азимов, Г.Т.Адильов, Г.В.Воронов, Б.С.Нигманов, Р.Ф.Руми
Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент

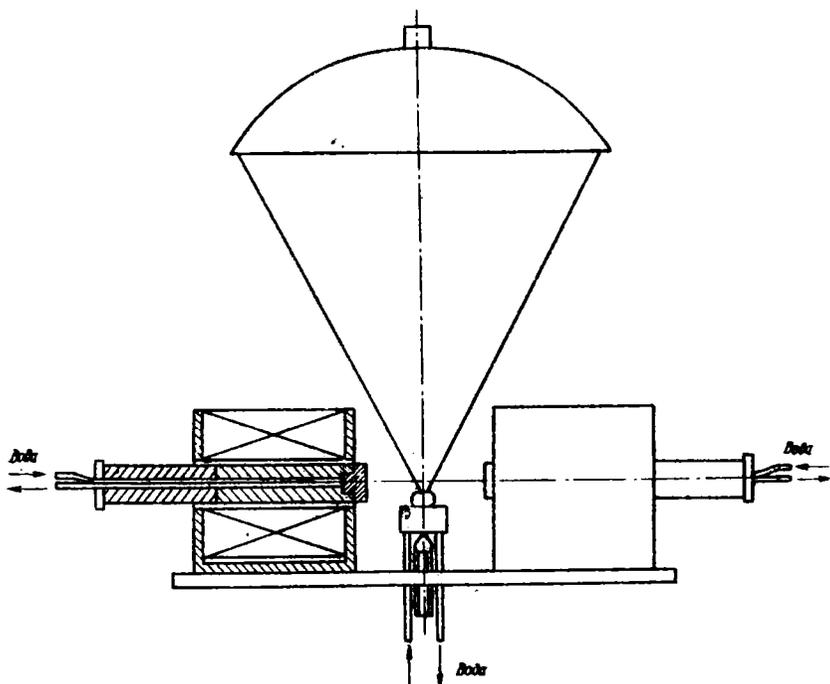
СВЕРХОСТРАЯ ЗАКАЛКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ МАТЕРИАЛОВ В УСЛОВИЯХ ЛУЧИСТОГО НАГРЕВА

Исследования в области сверхострых закалок интересны тем, что во многих случаях затвердевшие состояния приобретают совершенно необычную структуру и свойства. При сверхбыстрых скоростях охлаждения можно получать метастабильные промежуточные фазы; фиксировать жидкое состояние в виде аморфной структуры; получать пересыщенные твердые растворы и др.

Для достижения высокотемпературных метастабильных состояний с помощью сверхострых закалок сделаны только первые шаги. Но уже ясно, что это направление характерно некоторыми специфическими особенностями, важными как в теоретическом, так и в прикладном отношении. Нет сомнения, что эта интереснейшая область будет быстро развиваться - уже появились первые данные о высокой прочности и жаростойкости метастабильных твердых растворов, получены аморфные состояния и др. [1-4].

Для достижения предельных неравновесных состояний, которые образуются при сверхбольших скоростях охлаждения расплавов, превышающих 10^6-10^7 °C/с, прежде всего нужно решить проблему экспериментальной методики. Высокое переохлаждение жидкого состояния до начала зарождения центров кристаллизации можно обеспечить при высокой теплоемкости и теплопроводности охлаждающего элемента и минимальной толщине слоя охлаждающегося расплава. Поэтому методы, которыми были достигнуты большие пересыщения либо аморфные состояния, связаны с получением тонких пленок материала.

В настоящей работе описана экспериментальная установка для сверхострой закалки высокотемпературных материалов, на которой получены аморфные пленки, соответствующие по составу кристаллическим соединениям ряда бинарных оксидных систем. Пленки исследовали рентгеновскими методами с помощью петрографического и дифференциально-термического анализов. Исходным сырьем служили порошки чистых окислов (чистота



Установка для сверхзакалки высокотемпературных материалов.

~ 99,9%), которые тщательно перемешивались в ступках из корунда и на механических мешалках.

Экспериментальная установка основана на принципе схлопывания капли расплава между двумя медными водоохлаждаемыми бойками, движущимися навстречу друг другу (рисунок). Бойки приводятся в движение двумя электромагнитами, которыми управляет тиристорный коммутатор, позволяющий регулировать скорость движения схлопывающихся бойков до 100 м/с. Источником нагрева служили:

а) солнечная печь, состоящая из параболического зеркала ($\alpha = 3$ м) с вертикальной оптической осью и гелиостата с системой автоматического слежения за Солнцем;

б) имитатор солнечной печи, созданный на базе установок радиационного нагрева типа "Уран-1" с кононовыми лампами сверхвысокого давления.

Закалочная установка размещалась на координатном столике, что позволяло с большой точностью подводить расплавляемый образец в фокальную зону нагрева.

Навеска в 1-2 г исходного материала в виде порошка или спрессованной таблетки полностью проплавлялась на водоохлаждаемой подложке из алюминия, за исключением тонкого слоя менее 1 мм, непосредственно прилегающего к подложке. При незначительном перегреве расплав на подложке приобретал каплевидное очертание. Подложка могла перемещаться относительно сжимающихся бойков в вертикальном направлении, что давало возможность подводить под бойки различные участки расплавленной массы.

Скорость охлаждения[‡] рассчитывали по несколько упрощенной модели процесса. Процесс закалики состоит из двух фаз: остывание перегретой жидкости до температуры фазового превращения T_{Φ} ; остывание от T_{Φ} до температуры окружающей среды T_0 .

Рассмотрим первую фазу процесса. Пусть капля объемом V_0 обладает характерным размером $R(t) = R_0 - vt$, где v - скорость сжатия; R_0 - начальный размер капли.

Если капля расплава в начальный момент времени ($t = 0$) обладала температурой T_H , то уравнение теплопроводности для сжимающейся капли можно представить в виде

$$c_{ж} \rho_{ж} V_0 dT = q(t) S(t) dt, \quad (1)$$

где $q(t) = -\lambda_{ж} \frac{T(t) - T_0}{R(t)}$; $S(t)$ - поверхность капли, возрастающая при сжатии; $c_{ж}$, $\rho_{ж}$, $\lambda_{ж}$ - соответственно теплоемкость, плотность и теплопроводность жидкой фазы.

Если для поверхности капли принять оценку

$$S(t) = \frac{V_0}{R(t)},$$

то уравнение (1) можно представить в виде

$$T(t) = T_0 + (T_H - T_0) e^{-\alpha_{ж} \int_0^{t_{\Phi}} \frac{dt}{[R(t)]^2}}$$

[‡] Расчеты проведены при участии А. Мейке.

Отсюда

$$t_{\varphi} = \frac{R_0^2 \ln \frac{T_N - T_0}{T_{\varphi} - T_0}}{a_{\varphi} + \nu R_0 \ln \frac{T_N - T_0}{T_{\varphi} - T_0}}$$

где t_{φ} - время остывания капли до T_{φ} .

Характерный размер (толщина) капли через время t_{φ} после начала остывания будет

$$R_{\varphi} = R_0 - \nu t_{\varphi} = \frac{a_{\varphi} - R_0}{a_{\varphi} + \nu R_0 \ln \frac{T_N - T_0}{T_{\varphi} - T_0}}$$

а средняя скорость остывания капли

$$\gamma = \frac{T_N - T_{\varphi}}{t_{\varphi}} = \frac{(T_N - T_{\varphi}) (a_{\varphi} + \nu R_0 \ln \frac{T_N - T_0}{T_{\varphi} - T_0})}{R_0^2 \ln \frac{T_N - T_0}{T_{\varphi} - T_0}}$$

Скорость закалки была оценена на пленке соединения, имеющего температуру перехода из аморфного состояния в кристаллическое, равную 772°C . Капля расплава ($d \sim 0,5$ см) данного состава с температурой около 1500°C была подвергнута сверхострой закалке при скорости схлопывания 100 м/с. Для γ получена величина порядка 10^7 $^{\circ}\text{C}/\text{с}$ при толщине образовавшейся аморфной пленки ~ 10 мкм.

При расчетах не учтены некоторые особенности охлаждения расплава, но тем не менее этот расчет подтверждает, что в эксперименте схлопывание осуществляется со скоростью порядка 10^7 $^{\circ}\text{C}/\text{с}$.

Рентгеновские исследования пленок проводили на установке "Дрон-2". Для аморфного состояния пленок характерно отсутствие пиков дифракции рентгеновских лучей во всем интервале исследуемых углов 2θ .

При отжиге пленок в течение 1 ч при 1200°C на рентгенограммах появились явно выраженные пики, соответствующие кристаллической структуре исследуемых составов.

Петрографические исследования пленок проводили на микроскопе $MU-2E$ в поляризованном свете.

Дифференциально-термический анализ пленок проводился в интервале температур от 0°C до 1000°C . Исследуемые образцы в виде порошка помещали в корундовые тигельки. В качестве эталона использовали окись алюминия марки ХЧ. Скорость изменения температуры была постоянной и соответствовала $600^{\circ}\text{C}/\text{ч}$.

На данной установке получены пленки, по составу соответствующие следующим кристаллическим соединениям: $2Li_2O_3 \cdot 9TiO_2$ ($Ln = La, Nd, Pr$), $6Al_2O_3 \cdot 6Ti_2O_3$ ($Ln = Ca, Nd, Y$), $3Al_2O_3 \cdot 2SiO_2$, $2MgO \cdot SiO_2$, $2CaO \cdot SiO_2$, $CaO \cdot Al_2O_3$, $MgO \cdot Al_2O_3$.

Пленки, снятые с поверхности водоохлаждаемых бойков, в основном прозрачные, толщиной 10–30 мкм. Петрографический и рентгеноструктурный анализы указывают на аморфное состояние исследуемых пленок. Образцы, размазанные на поверхности водоохлаждаемой подложки, имеют толщину до 0,5 мм. В этих образцах, наряду с чисто аморфным состоянием, наблюдалась и частично закристаллизовавшаяся структура.

Для аморфных пленок состава $2La_2O_3 \cdot 9Ti_2O_3$, $2Pr_2O_3 \cdot 9Ti_2O_3$, $2Nd_2O_3 \cdot 9Ti_2O_3$ сняты кривые ДТА, по которым определены температуры перехода из аморфного состояния в кристаллическое, соответственно 770, 805 и 762°C, что в пределах точности установки $\pm 5^\circ C$ совпадает с данными работы [4].

Оптические свойства ряда стекол представлены в таблице.

Состав, соответствующий соединению	Показатель преломления стекла
$CaO \cdot Al_2O_3$	$1,641 \leq n \leq 1,647$
$CaO \cdot 2Al_2O_3$	1,642
$2MgO \cdot SiO_2$	1,602
$2CaO \cdot SiO_2$	1,617

Полученная микроструктура пленки (толщина (50 мкм) состава $MgAl_2O_4$, снята на электронном микроскопе. Размер зерен колеблется от 1 до 15 мкм. Отличаются они также формой кристаллов. Между бойками – изометрические зерна, на подложке – ограниченные, часто правильные октаэдры. Показатель преломления $n = 1,718$.

Данная установка позволяет легко получать затвердевшие образцы в виде пленок толщиной 10–30 мкм, удобных для проведения электрофизических и тепловых измерений. Они также удобны для рентгеноструктурного, металлографического, оптического и других методов изучения структуры.

1. Салли И.В. Кристаллизация при сверхбольших скоростях охлаждения. – Киев: Наук. думка, 1972. – 135 с.

2. Kantor P., Revcolevschi A., Collongues R.–J. Master. Sci., 1973, 8, p. 1359.

3. Yoshimura H., Coutures J. and Foex M. ibid, 1977, 12, p.415–

4. Shishido T., Okamura K. and Yajima S.–J. Master. Sci, 1978, 13, p. 1006.

Ю.А.Полонский, Н.В.Болотов, Н.И.Гашичев,
М.Н.Зверева, М.А.Смолович
Всесоюзный институт огнеупоров, Ленинград
ФОРМИРОВАНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОКРЫТИЙ
КОНЦЕНТРИРОВАННЫМ ПОТТОМ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

Развитие науки и техники требует создания новых материалов, сочетающих в себе такие свойства, как высокая термостойкость, влагопроницаемость и низкая плотность.

Высокая термостойкость в основном достигается определенной пористой структурой материала, что также обеспечивает ему низкую кажущуюся плотность. Однако наличие открытой пористости приводит к газопроницаемости и повышенному влагопоглощению.

Сочетания свойства, характерных для высокопористых термостойких материалов и свойств плотных огнеупоров достигается нанесением на высокопористые огнеупорные изделия тонких плотных высокотемпературных термостойких покрытий.

Такие покрытия могут быть получены методом оплавления поверхности изделия или слоя порошка, нанесенного на него. Для оплавления поверхности огнеупорного материала требуется высокотемпературный источник нагрева, который позволял бы за короткое время оплавить только поверхность изделия. С этой точки зрения определенное будущее принадлежит радиационному способу подвода тепловой энергии [1]. Этот способ имеет ряд преимуществ по сравнению с другими широко используемыми способами подвода тепловой энергии; совершенная чистота ведения процесса; возможность ведения термической обработки материалов независимо от их электрических и магнитных свойств; высокая регулируемость и управляемость процесса; нагрев через оптически прозрачные оболочки и среды в атмосфере любых контролируемых газов и в вакууме.

Всесоюзным институтом огнеупоров совместно с Казахским НИИ энергетика проведены научно-исследовательские работы по разработке терморadiационного способа формирования покрытий на пористой керамике.

В наших исследованиях использовались радиационные нагревательные устройства [2] с газоразрядными источниками высокоинтенсивного излучения (см. таблицу). Радиационный нагреватель состоит из внешней кварцевой оболочки с размещенной внутри посредством узлов токоподвода и охлаждения газоразрядной горелки типа ДКСТВ-15000 (см. рис.1). Межалкатродное расстояние (рабочая зона) в горелке ДКСТВ-15000 равно 200 мм (см. таблицу). В качестве плазмобразующего газа используют

Энергетические характеристики газорезальных горелок ДКсТВ

Тип горелки	Мощность, Вт	Напряжение, В	Ток, А	Ток	Габариты светящегося электродного дуга		Удельная линейная электри- ческая мощность, кВт/см	Удельная поверхно- стная электри- ческая мощность, кВт/см ²	Удельная объемная электри- ческая мощность, кВт/см ³
					дли- на, мм	ди- аметр, мм			
ДКсТВ-3000	3000	90(220)	30	Постоянный	4	50	0,6	0,483	4,75
ДКсТВ-5000	5000	150(220)	30	"	4	80	0,625	0,5	5,0
ДКсТВ-6000	6000	220	30	Переменный	7	250	0,24	0,109	0,622
ДКсТВ-8000	8000	240	30	Постоянный	4	140	0,57	0,453	4,55
ДКсТВ-15000	15000	220	68	Переменный	7	200	0,75	0,341	1,96
ДКсТВ-50000	50000	380	132	"	12	520	0,962	0,255	0,85

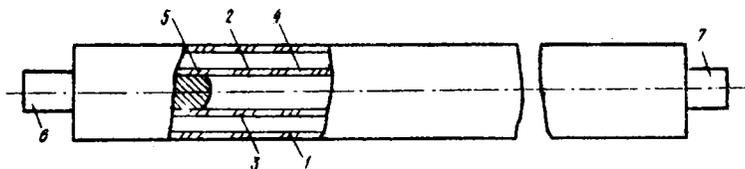


Рис.1. Конструкция радиационного нагревателя:
 1 - внешняя оболочка из кварцевого стекла, диаметр 22 мм (корпус); 2 - тракт охлаждения; 3 - излучающий объем газоразрядной горелки; 4 - газоразрядная горелка; 5 - электроды горелки; 6, 7 - патрубки токоподвода и охлаждения.

ксенон. В зазор между кварцевой оболочкой и горелкой подается жидкий или газообразный охладитель. Применяя различные типы охладителей, можно регулировать спектральный состав излучения. При водяном охлаждении излучение имеет место в диапазоне длин волн $400 \pm 0,0$ нм. Проначка через охлаждающий тракт воздуха расширяет диапазон излучения до 200-40000 нм. Коэффициент преобразования электрической мощности в лучистую равен 0,64 (рис.2).

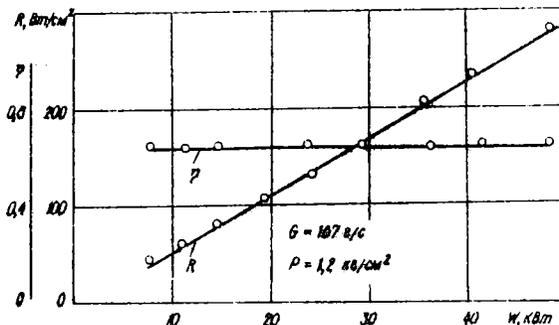


Рис.2. Энергетические характеристики радиационного нагревателя:
 R - плотность потока лучистой энергии; η - КПД;
 G - расход воды; ρ - давление воды.

Разработанные нагревательные установки позволяют воздействовать мощным равномерным потоком лучистой энергии на любые заданные площади термической обработки за счет компоновки нагревателей в многомодульные блоки.

Высокая регулируемость и безынерционность позволяет обеспечить точную дозировку лучистой энергии, а уровни плотности потока лучистой энергии создают условия для кратковременного формирования по-

крытий при температурах до 2000⁰С. При этом устраняется необходимость внесения в состав покрытия плавней, которые существенно снижают термостойкость покрытия. Кроме того, непродолжительность пребывания покрытия в области высоких температур благоприятно сказывается на его качестве и позволяет сохранить стабильность теплофизических и прочностных свойств подложки.

Процесс энергетически эффективен вследствие того, что вся энергия выделяется в плотном слое, непроизводительных затрат тепла на нагрев всей массы изделия не происходит.

В настоящей работе использовали этот способ для получения покрытия на изделиях из кварцевой керамики (пористость от 22 до 92%). Сущность метода сводится к кратковременному оптическому нагреву изделия, на поверхность которого нанесена смесь порошкообразных веществ, входящих в состав покрытия. В частном случае для получения термостойкого покрытия на кварцевой керамике использовалось тонкоизмельченное кварцевое стекло, а время нагрева 80-100 с. Покрытие, полученное таким образом, показало высокую термическую стойкость, вакуумплотно и прочно сцеплено с подложкой.

Такой способ получения покрытий может быть использован и для других высокотемпературных окисных огнеупорных материалов.

1. Аппен А.А. Температурустойчивые неорганические покрытия. - Д.: Умивя, 1976. - 295 с.

2. Болотов А.В., Смолович М.А. Применение источников высокоинтенсивного излучения для реализации термических и плазмохимических процессов. - В кн.: Тез. II Всесоюз. совещ. плазмохимической технологии и аппаратостроению. Т.2. М.: 1977, с.115-117.

УДК 548.5

Я.Г.Дригябка, С.К.Егоров, А.М.Балбашов
Московский энергетический институт

ПОЛУЧЕНИЕ СОВЕРШЕННЫХ КРИСТАЛЛОВ ФЕРРИТОВ МЕТОДОМ БЕСТИГЕЛЬНОЙ ЗОННОЙ ПЛАВКИ С РАДИАЦИОННЫМ НАГРЕВОМ

В данной работе радиационный нагрев использован для получения совершенных кристаллов ферритов методом бестигельной зонной плавки на установке, описанной в [1].

При выращивании совершенных монокристаллов ферритов методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом необходимо выполнить ряд требований технологического характера, а также требований к источнику радиационной мощности с оптической системой. Это связано с необходимостью получения высокой плотности энергии в единице объема, в регулировании и стабилизации радиационной мощности, подводимой

к расплаву, в стабильности во времени и пространстве фокусного изображения, в программировании процесса в течение длительного времени, а также в поддержании определенных температурных условий на фронте кристаллизации.

Наиболее подходящим источником радиационной мощности в оптических печах являются дуговые ксеноневые лампы сверхвысокого давления.

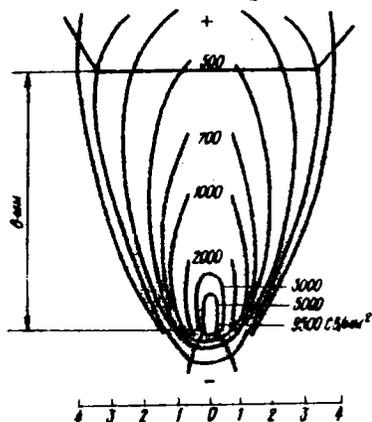


Рис.1. Распределение яркости дуги ксеноневой лампы мощностью 10 кВт [8].

Они характеризуются возможностью работы в длительном непрерывном режиме, большим сроком службы, достигаемым 400 ч для ламп мощностью 5 кВт, спектром излучения, близким к солнечному, высокой эффективностью светостдачи, достигающей 50%.

Для бестигельного зонного процесса необходимо создание узкой зоны расплавленного материала и перемещение ее вдоль исходного стержня. При этом ширина зоны расплава не должна превышать значения, полученного Лайвангом [2]:

$$z_{max} = 2,84 \left(\frac{\sigma}{d \cdot g} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где σ - удельное поверхностное натяжение; d - плотность жидкости; g - ускорение силы тяжести. Для ферритов обычно $z_{max} = 1$ см. Следовательно, для успешного проведения бестигельной зонной плавки с помощью радиационного нагрева источник радиационной мощности должен иметь малые эффективные размеры. Исходя из характера распределения яркости дуги ксеноневой лампы [8], показанного на рис.1, следует, что дуга может рассматриваться как точечный источник с эффективным диаметром, примерно равным 6 мм.

Кроме достоинств, связанных с возможностью использования дуговых ксеноневых ламп в качестве источника радиационной мощности для бестигельного зонного процесса выращивания монокристаллов ферритов, им свойственны также некоторые недостатки, в частности, уменьшение светового потока при длительной эксплуатации вследствие уменьшения прозрачности кварцевой оболочки, а также "блуждание" плазмы дуги по аноду лампы, приводящее к флуктуации температуры в зоне нагрева. Поэтому для поддержания стабильной температуры в зоне расплава во времени нами применена динамическая стабилизация светового потока, вклю-

чающая частичный отражатель светового потока, фоторезистивный датчик и высокоточный регулятор температуры ВРТ-2. В качестве чувствительного элемента к изменению светового потока использован пленочный фоторезистор ФФ-2-5, обладающий низким уровнем собственных шумов, малой постоянной времени и высокой чувствительностью (80000 мкА/лм). Частичный отражатель сконструирован таким образом, что он охватывает световой поток от периферийной части пламени дуги, т.е. той части потока, которая подвержена наиболее сильным флуктуациям, связанным с "блужданием" плазмы по аноду лампы.

Отраженный световой поток от частичного отражателя фокусируется на приемную площадку фотоприемника, включенного по мостовой схеме. С диагонали моста сигнал рассогласования поступает на систему ВРТ-2, которая управляет током ксеноновой лампы. Выбором соответствующего закона регулирования в системе ВРТ-2 подобран режим, осуществляющий регулирование с минимальными флуктуациями светового потока.

Для контроля эффективности стабилизации экспериментально измерены вариации яркостной температуры источника, уменьшенной красным ослабителем до уровня 1700-2000°C с помощью фотоэлектрического пирометра ФЭП-4. Установлено, что без стабилизации происходит изменение температуры в течение 15 мин на величину 10°C, тогда как при ее наличии в пределах порога чувствительности, равного 0,1% от предела шкалы, температура не меняется. Таким образом, при стабилизации светового потока яркостная температура источника на уровне 1800°C поддерживается во времени с точностью $\pm 2^\circ\text{C}$.

Для устранения больших осевых температурных градиентов, характерных для зонной плавки, нами применена система отжига монокристаллов в процессе их выращивания с помощью трубчатой печи, верхний срез которой установлен в нижней части горячей области рабочего фокуса. Температура в печи отжига устанавливается на 100-200°C ниже температуры плавления кристаллизующего материала. В нашей работе для разогрева печи использован индукционный нагрев трубчатого элемента токами высокой частоты. Выбор индукционного нагрева связан с высокой гибкостью подвода энергии в печь отжига.

Нами проведена оценка эффективности системы дополнительного отжига путем экспериментального измерения распределения температуры вдоль оси цилиндрической керамической трубки из Al_2O_3 диаметром 10 мм, помещенной в фокус оптической системы установки бестигельной зонной плавки. В данном случае с помощью керамической трубки моделировался процесс выращивания монокристаллов. В канале трубки перемещалась термпара градуировки ПР 30/6, и сигнал с термопары регистрировался самопишущим потенциометром КСП-4. Срез трубки совпадала с

ось оптической системы установки. Результаты измерений показаны на рис.2. Кривая 1 соответствует распределению температуры при выключенной печи отжига, кривая 2 - когда верхний срез печи отжига установлен ниже фронта кристаллизации, а кривая 3 - когда верхний срез печи установлен выше фронта кристаллизации на 1 мм. Из приведенных зависимостей видно, что кривая 3 соответствует условиям наименьшего температурного градиента, равного примерно 150 град/см. Следует, однако, иметь в виду, что величина допустимого температурного градиента вблизи фронта кристаллизации зависит от кристаллизующего материала, и, следовательно, положение среза печи отжига подбирается опытным путем.

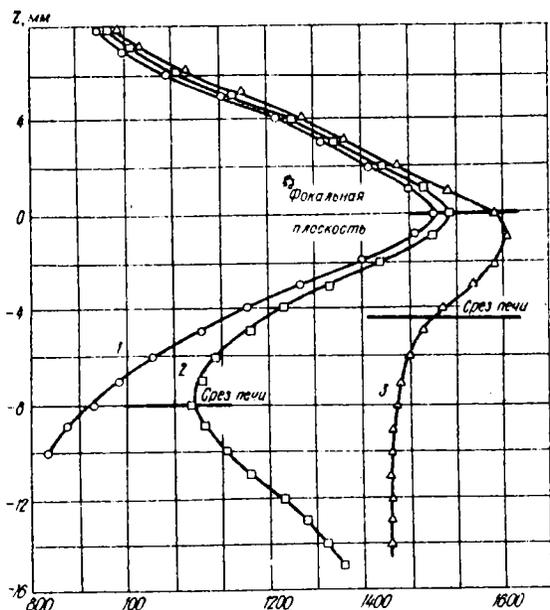


Рис.2. Распределение температуры вдоль оптической оси.

Радиационный нагрев в оптической печи характеризуется жесткой локализацией горячей области в пространстве, поэтому любое отклонение оси выращиваемого кристалла от термической оси рабочего фокуса, равно как и любая термическая асимметрия фокального изображения приводит к асимметрии радиального распределения температуры в расплавленной зоне. Такая асимметрия температурного поля приводит к тому, что фронт

кристаллизации расположен не перпендикулярно оси роста, а образует с горизонтальной плоскостью некоторый угол (рис.3). Для того чтобы приблизить фронт кристаллизации к горизонтальной плоскости, применяют вращение кристалла. Однако во вращающемся кристалле наблюдается слоистый рост, вызванный периодичным изменением температуры вблизи фронта кристаллизации, а следовательно, и с изменением скорости роста. В [4] исследованы особенности роста кристаллов в асимметричном температурном поле и получено выражение для скорости роста монокристалла:

$$V = V_0 - \frac{\omega \Delta T}{\mathcal{G}} \cos \omega t = V_0 (1 - \alpha \cos \omega t); \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{\omega \Delta T}{\mathcal{G} V_0}, \quad (3)$$

где ΔT - изменение температуры на поверхности кристалла за один оборот; \mathcal{G} - градиент температуры вблизи фронта кристаллизации; V_0 - скорость перемещения зоны; ω - угловая скорость вращения кристалла; t - время.

При $\alpha > 1$ скорость $V < 0$, т.е. происходит локальное оплавление и очевидно, что слои, возникающие при оплавлении, имеют дефектную структуру. Таким образом, при настройке оптической системы необходимо стремиться к уменьшению величины ΔT . Если предположить, что период слоистости Δx , обусловленной вращением кристалла, не должен превышать периода между слоями роста на оси вращения кристалла, где изменение температуры, обусловленное вращением, равно нулю, то можно оценить величину допустимого изменения температуры ΔT . Учитывая, что наблюдаемый для ферритов период слоев на оси вращения составляет величину $\Delta x \leq 10$ мкм, и, принимая во внимание, что величина температурного градиента \mathcal{G} в нашей работе составляет 150 град/см, получаем $\Delta T = \mathcal{G} \Delta x \leq 0,15$ град/см.

Оценим величину допустимой асимметрии теплового поля с учетом вращения кристалла. Для этого мы предполагаем, что фронт кристаллизации является плоским и температура на поверхности расплавленной зоны периодически меняется скачками с амплитудой, равной ΔT_0 , и периодом, равным периоду вращения кристалла. Длительность возмущения зависит от степени асимметрии и связана с угловой скоростью вращения кристалла зависимостью (см.рис.3,а):

$$\varphi = \omega t. \quad (4)$$

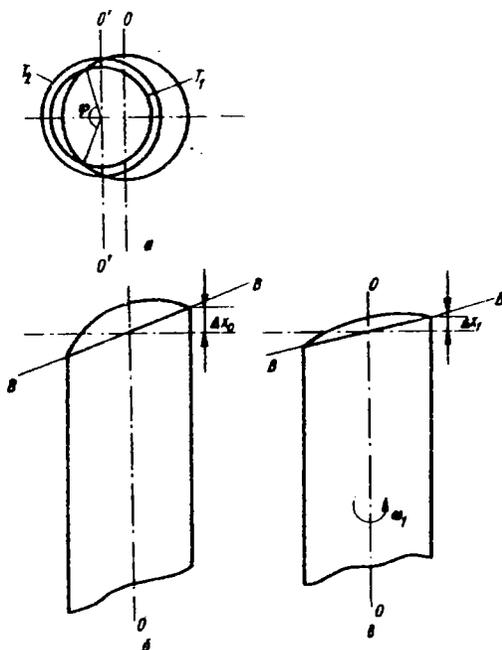


Рис.3. Метод настройки оптической системы: а - сечение перпендикулярное оси роста; б - измерение Δx_0 без вращения, в - измерение Δx_1 при вращении. $O'O'$ - термическая ось; $O-O'$ - ось вращения; T_1, T_2 - изотермы рабочего фокуса; Б-Б - граница раздела кристалл - расплав.

Благодаря вращению кристалла температура расплава будет выравниваться с постоянной времени τ , которая зависит от его теплофизических свойств. Учитывая эти предположения, временную зависимость температурных флуктуаций в расплаве, обусловленных асимметрией теплового поля, можно записать в виде

$$\Delta T = \Delta T_0 \left[1 + e^{-\frac{t}{\tau}} \right] = \Delta T_0 \left[1 - e^{-\frac{t}{\omega \tau}} \right]. \quad (5)$$

Исходя из этих зависимостей, нами предлагается метод настройки оптической системы. Для настройки используем модельный стержень из керамики, например, из Al_2O_3 , помещаем его в фокус предварительно настроенной системы и регулированием мощности радиационного излучения

добиваемся оплавления его со всех сторон. Если тепловое поле имеет асимметрию, то плоскость оплавления будет иметь наклон по отношению к плоскости, перпендикулярной оптической оси (см. рис. 3, б). С помощью длиннофокусного микроскопа измеряем отклонение $\Delta\lambda_0$ на образующей стержня (рис. 3, б). После этого включается вращение модельного стержня с угловой скоростью ω_1 , равной нескольким оборотам в минуту и снова измеряем отклонение $\Delta\lambda_1$ (рис. 3, в).

Учитывая, что величина отклонения $\Delta\lambda_0 = \frac{\Delta l_0}{f}$, получаем зависимость (5) в виде

$$\Delta T = f \Delta\lambda_0 \left[1 - e^{-\frac{\omega_1}{\omega} \ln \left(1 - \frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_0} \right)} \right]. \quad (6)$$

Подставляя измеренные значения $\Delta\lambda_0$ и $\Delta\lambda_1$, получаем значение температурной флуктуации ΔT при данной угловой скорости вращения ω . Система считается настроенной, если вычисленное значение $\Delta T \leq 0,15^\circ\text{C}$.

В результате проделанной работы в оптимальных условиях выращены монокристаллы марганец-цинковых и никель-цинковых ферритов в среде воздуха. Рентгеновские исследования выращенных монокристаллов на дифрактометре ДРОН-2,0 показали высокое структурное совершенство ферритов и отсутствие посторонних фаз. Диаметр монокристаллов составил 14 - 16 мм, длина - 70 - 80 мм. Измеренная твердость марганец-цинковых и никель-цинковых ферритов составляет соответственно 690 и 750 кгс/мм². Магнитная проницаемость для марганец-цинковых ферритов составила 1000 гс/э на частоте 1 МГц, для никель-цинковых ферритов - 600 гс/э в диапазоне частот 1 - 5 МГц.

Таким образом, использование ксеноновых ламп в качестве источника радиационного нагрева для получения монокристаллов ферритов возможно при эффективной стабилизации светового потока.

Для уменьшения осевых температурных градиентов, присущих бестигельному зонному процессу, необходима система дополнительного отжига выращиваемых монокристаллов.

В результате оптимизации всех условий выращивания возможно получение совершенных кристаллов методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом.

И. Медведев С.А., Балсанов А.М., Червоненкис А.Я. Использование дуговой оптической печи для выращивания монокристаллов тугоплавких материалов. - В кн.: Монокристаллы тугоплавких и редких металлов. М.: Наука, 1969, с.27-34.

2. Beywang W. Zur Stabilität Zenkrechter Achmelxzone. - Z. Naturforsch, 1956, 11 a, S. 238-243.

3. Thouret W.E., Straus H. Thermal Imaging Techn. - N.Y., Plenum Press, 1964. - 8 p.

4. Морзеин К., Витт А., Гейтос Х. Неоднородное распределение примесей в монокристаллах, вытянутых из расплава при вращении. - В кн.: Проблемы роста кристаллов. М.: Мир, 1968, с.277-291.

УДК 536.495

П.А.Захаров, Н.Н.Крылов, В.В.Пасичный, В.К.Пушкинкова
Государственный оптический институт им.С.И.Вавилова, Ленинград;
Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА ТЕРМОСТОЙКОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

ГОИ им.С.И.Вавилова совместно с ИПМ АН УССР проведены экспериментальные исследования влияния на термостойкость некоторых технологических факторов при изготовлении ряда оптических материалов. В качестве источника нагрева выбран концентратор солнечной энергии антенного типа - гелиоустановка СИУ-6 с параболическим зеркалом диаметром 2,8 м - стабильный источник, обеспечивающий равномерный нагрев без механического контакта нагревателя с образцом при отсутствии загрязняющих примесей, что очень существенно при испытании оптических материалов.

Испытывали образцы в виде тонких круглых пластин диаметром 40 мм, толщиной 4-6 мм, свободно заземленные по контуру. Испытания заключались в мгновенном приложении к одной поверхности образца равномерно распределенного по поверхности теплового потока. Для обеспечения поверхностного конвективного нагрева и исключения пропускания образцом радиационного потока от концентратора на внешнюю (нагреваемую) поверхность образца наносилось матовое термостойкое поглощающее покрытие с коэффициентом поглощения 0,98. В ходе эксперимента измеряются: падающий тепловой поток - по предварительной градуировке концентратора в зависимости от уровня солнечной радиации и расстояния от фокуса концентратора; время разрушения образца по обрыву цепи датчика целостности, нанесенного на внутренней поверхности; температура внутренней поверхности - по показаниям медь-константановой термопары.

В [1, 2] показано, что этих данных достаточно для определения предельной характеристики в виде безразмерного критерия

$$T_m = \frac{\alpha_{cp} \tau_p}{h_{cp}} = f(t_i). \quad (1)$$

где t_p - время разрушения; t_{cp} - среднее значение (за время t_p) теплового потока; α - коэффициент линейного расширения; c, ρ - удельная теплоемкость и плотность материала; h - толщина образца. Критерий (1) позволяет оценивать термостойкость тонкостенных элементов при одностороннем нагреве достаточно гладко распределенным по поверхности тепловым потоком без использования информации о температурных зависимостях механических и прочностных характеристик, что особенно существенно для оптических материалов, изученных в этом отношении недостаточно полно. Подробнее методика эксперимента и параметры гелиоустановки СГУ-6 изложены в [1, 3, 4].

Описанные выше испытания позволяют получить информацию и для материаловедения, в частности, данные об оптимальной технологии изготовления оптических материалов с повышенной термостойкостью. В данной работе излагаются некоторые результаты, касающиеся оптических керамик - сравнительно новых для оптической промышленности материалов.

Для оптической керамики на основе фторида магния исследовались легирование путем введения в исходное сырье примеси с различной концентрацией и изменение температуры рекристаллизационного прессования. Проведено две серии испытаний: в первой испытывались образцы с фиксированной температурой прессования и различной концентрацией примеси, во второй - образцы с различной температурой прессования при фиксированной концентрации примеси. Испытания проводились на одном тепловом потоке - 30 ± 1 Вт/см², довольно значительном для оптических материалов. Результаты первой серии испытаний приведены на рис.1 в виде зависимости времени разрушения от кон-

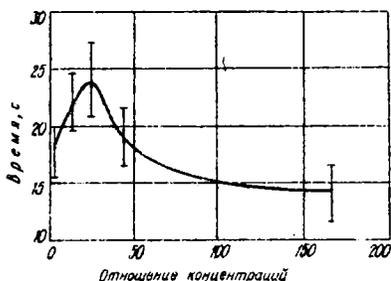


Рис.1. Зависимость термостойкости оптической керамики на основе MgF_2 от концентрации легирующей примеси.

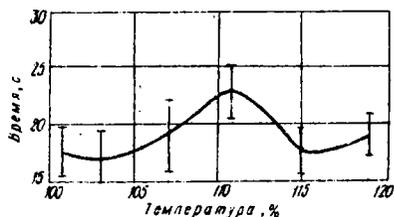


Рис.2. Зависимость термостойкости оптической керамики на основе MgF_2 от температуры прессования.

центрации примеси. Проверено пять значений с различной концентрацией примеси (испытывалось по 9-10 образцов с одинаковой концентрацией). Поскольку время разрушения при прочих равных условиях менялось от образца к образцу, было рассчитано среднее значение (математическое ожидание) времени разрушения и его доверительный интервал по заданному значению надежности с помощью таблиц распределения Стьюдента с $K = \pi - 1$ степенями свободы, где π - количество образцов [5]. Учитывая сравнительно небольшое количество образцов, уровень доверительной вероятности принимался равным 0,9. На рис.1 границы доверительного интервала отмечены вертикальными линиями. Как видно из рис.1, эти испытания позволили определить наилучшую концентрацию примеси с точки зрения улучшения термостойкости - в 25 раз превышающую исходную.

Аналогичным образом были обработаны и результаты второй серии испытаний, которые представлены на рис.2 в виде зависимости разрушения от температуры рекристаллизационного прессования. Эти испытания позволили выявить оптимальную по термостойкости температуру прессования.

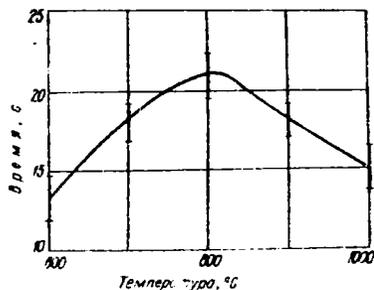


Рис.3. Зависимость термостойкости оптической керамики на основе MgO от температуры отжига.

оптимальная температура отжига по термостойкости составила $800^{\circ}C$.

Кроме того, были получены и другие интересные данные. Так, для испытаний термостойкости оптической керамики на основе сульфида цинка образцы этого материала вырезались из разных участков дисков диаметром 200 и 350 мм. Образцы имели одну толщину и испытывались при постоянном потоке 30 Вт/см^2 . Однако при испытаниях был обнаружен значительный разброс времени разрушения, составивший 30 с. Причем образцы, вырезанные из центральных участков диска, разрушались через

Для оптической керамики на основе окиси магния исследовалось влияние на термостойкость температуры отжига, применяемого для снятия напряжений. Испытывалась партия образцов, полученных при одинаковой температуре горячего прессования с различной температурой отжига, меняющейся в диапазоне $600 - 1000^{\circ}C$ с интервалом в $100^{\circ}C$. Испытания проводились на образцах толщиной 4 мм при лучистом потоке $32 \pm 1 \text{ Вт/см}^2$. Результаты испытаний (средние значения и границы доверительного интервала) приведены на рис.3, из которого видно, что

25-40 с, а образцы, вырезанные из крайних участков, разрушались через 10-15 с. Таким образом, полученные результаты подтвердили предположение о возникновении больших остаточных напряжений на краях при прессовании, что приводит к значительному (в 2-2,5 раза) снижению термостойкости пластин, вырезанных из этих участков.

Для анизотропных монокристаллов фтористого магния исследовалось влияние на термостойкость ориентации кристаллографических осей и микроблочности, оцениваемой величиной разориентации осей. Состав исследуемых образцов и полученные результаты испытаний приведены в табл. I.

Т а б л и ц а I. Результаты испытаний образцов из кристаллов

Шифр образцов	Количество	Наличие микроблочности	Время разрушения, с
М I (001)	28	$\alpha < 3' \div 5'$	10,1 \pm 0,6
Б ₁ I (001)	18	$3' \div 5' < \alpha < 3^0 \div 5^0$	9,5 \pm 0,9
Б ₂ I (001)	11	$\alpha = 3^0 \div 5^0$	11,7 \pm 1,6
М II (110)	39	$\alpha < 3' \div 5'$	8,1 \pm 0,6
М II (100)	6	$\alpha < 3 \div 5$	9,2 \pm 1,6
Б ₁ II (110)	12	$3' \div 5' < \alpha < 3^0 \div 5^0$	6,3-0,9

Среди представленных для испытания были образцы, вырезанные перпендикулярно главной кристаллографической оси (по плоскости {001}) и параллельно ей (по плоскости {110} и {100}), которые в табл. I обозначены соответственно римскими цифрами I и II. Кроме того, все образцы имели разную микроблочную структуру, а именно: М - образцы из совершенных кристаллов с величиной разориентации оптической оси $\alpha < 3' \div 5'$; Б₁ - образцы с микроблочной структурой с разориентацией $3' - 5' < \alpha < 3^0 - 5^0$; Б₂ - образцы с микроблочной структурой с разориентацией $\alpha = 3^0 - 5^0$. В табл. I указаны средние значения времени разрушения и доверительный интервал, рассчитанный так, как указывалось выше. Испытания выявили наибольшую термостойкость у образцов, вырезанных перпендикулярно оптической оси и имеющих наибольшую разориентацию оптической оси.

Таким образом, получены конкретные данные для определения оптимальных с точки зрения термостойкости условий изготовления оптических керамик на основе фтористого магния и окиси магния. Показано, что детали из оптических керамик, предназначенные для работы при интенсивных тепловых нагрузках, необходимо изготавливать из центральных областей прессуемых дисков. Проведенные испытания позволили также определить ориентацию кристаллографических осей в пластинках анизо-

тропного монокристалла MgF_2 , обеспечивающую более высокую термостойкость.

По изложенной выше методике на геллоустановке были проведены испытания нескольких широких классов оптических материалов (стекла, кристаллов, керамики), позволившие получить сравнительную характеристику термостойкости по времени разрушения одинаковых образцов при одинаковых тепловых потоках. Для большинства оптических материалов также данные получены впервые. На каждом потоке испытывалось по 10 и более образцов, после чего определялись средние значения времени разрушения. Результаты испытаний приведены в табл.2.

Наиболее термостойкими из всех испытанных материалов - оптические керамики. Монокристаллы фторида магния и фторида лития имеют достаточную с практической точки зрения термостойкость. Стекла усту-

Т а б л и ц а 2. Сравнительная термостойкость оптических материалов

Поток Вт/см ²	Время разрушения, с						
	h, мм	стекла					
		ЖК 24, 26,29,30	Ст.312, 679	К 8	К 108	К 515	БС-14
10	4	2,5	4,5	13,3	10,7	-	37,0
	6	5,4	-	-	15,3	24,0	-
15	4	1,5	-	-	5,7	-	-
	6	4,0	-	-	-	12,0	-
20	4	-	-	5,5	4,2	5,5	6,1
	6	-	2,3	7,6	5,2	7,0	-
30	4	-	-	4,1	-	-	3,8
	6	-	-	5,2	-	-	6,1
40	4	-	-	-	-	-	-
	6	-	-	-	-	-	-

Поток Вт/см ²	Время разрушения, с						
	h, мм	кристаллов		керамики			
		MgF_2	LiF	КО-1	КО-2	КО-4	КО-5
10	4	Не раз- рушился					
	6	-	-	-	-	-	-
15	4	-	11,0	-	-	-	-
	6	-	-	Не раз- рушился	Не раз- рушился	Не раз- рушился	Не раз- рушился
20	4	-	7,7	55	-	-	-
	6	-	-	-	-	-	-
30	4	12,7	4,4	11,6	18,7	7,0	20,0
	6	-	-	-	-	10,2	28,0
40	4	-	-	5,0	8,0	-	-
	6	-	-	-	9,0	-	-

парт по термостойкости керамикам и монокристаллам, причем худшими из них оказались бескислородные (ИКС) и германатные (ст.312, 679) стекла.

1. Дверняков В.С., Захаров П.А., Лаварев А.И. и др. Использование радиационного нагрева в геллоустановках для экспериментального исследования термостойкости оптических материалов. - Геллотехника, 1975, № 1, с.32-37.

2. Захаров П.А., Лаварев А.И. Критерий термочечности оптических материалов. - Оптико-техническая промышленность, 1971, № 1, с.70-71.

3. Дверняков В.С., Пасичный В.В. Определение параметров специальной геллоустановки, предназначенной для исследования тугоплавких материалов. - Докл. АН УССР, 1966, № 6, с.762-766.

4. Пасичный В.В., Дверняков В.С. Установка для высокотемпературных исследований жаростойких авиационных материалов и покрытий. Самолетостроение и техника воздушного флота, 1967, вып.10, с.77-83.

5. Румицкий Л.З. Элементы теории вероятностей. - М.: Наука, 1970. - 243 с.

УДК 621.362

А.О.Аветисян, Т.В.Андреева, В.М.Хорячев, Т.М.Ярмола
Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

ПЕРСПЕКТИВА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СИЛИЦИДНЫХ ТОНКОСТЕННЫХ ТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ В СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ

Один из возможных способов преобразования солнечной энергии в электричество - солнечные термоэлектрические генераторы (СТЭГ) [1].

В табл.1 собраны некоторые литературные данные о таких генераторах и сравнительные данные по солнечным фотоэлектрическим преобразователям (СФЭП) [1 - 5]. Из приведенных данных видно, что СТЭГ существенно

Т а б л и ц а 1. Характеристики реальных солнечных фотоэлектрических и термоэлектрических преобразователей

Характеристика преобразователя	Мощность	Размер	Удельная мощность, мВт/см ²	КПД, %	Источник
"Рэдгер" кремниевый СФЭП	90 Вт	0,93 м ²	9,7	12	[2]
"Транзит" кремниевый	7,7 Вт	-	-	9,5	[2]
"Тирок", фотоэлементы из борированного кремния	33 Вт	-	-	7,5	[2]
Солнечные фотобатареи из $Cu_2-xS-CdS$	-	-	3,75	5	[3]
Керамические фотоэлементы на основе сульфида кадмия	11 мВт	3 см ²	-	5	[4]

Окончание табл. 1

Характеристика преобразователя	Мощность	Размер	Удельная мощность, мВт/см ²	КПД, %	Источники
Керамические фотоэлементы на основе селенида кадмия	-	3 см ²	3,125	4	[4]
Керамические фотоэлементы на основе <i>CdTe-CdS</i>		5 см ²	3 - 4	от 5-6 до 19	[4]
ЭНИН, ГУ-2, СТЭГ	20-40 Вт	3 м ²	1,3	1,4-2	[1]
ЭНИН, ФТИ АН ТуркССР СВ-1, СТЭГ	500 Вт	18,65 м ²	2,7	2,5	[1]

уступают фотоэлектрическим преобразователям в отношении удельных мощностей и КПД. Однако учитывая специфику термоэлектрических материалов, заключающуюся в меньшей их стоимости и большей надежности в эксплуатации, развитие термоэлектрического способа преобразования солнечной энергии представляется перспективным.

Т а б л и ц а 2. Расчетные характеристики стандартных термопарных СТЭГ в режиме максимальной мощности (W) и максимального КПД (η)

Температура горячего спая, К	Температура горячего спая, К							
	600	700	800	900	1000	1100	1200	1300
Коэффициент концентрации при максимальной мощности, K^W	33	63	109	177	275	409	589	823
Коэффициент концентрации при максимальном КПД, K^η	40	79	139	233	274	566	832	1188
КПД при максимальной мощности, η_W , %	2,06	2,93	3,78	4,59	5,39	6,14	6,87	7,54
Максимальный КПД, η_{max} , %	2,37	3,37	4,31	5,26	6,20	7,06	7,92	8,75

Примечание. $z = 10^{-3}$ град⁻¹; $T_1 = 330$ К; $\alpha_T = 1,16 \cdot 10^{-3}$ Вт/см² К.

Особенно обещающими являются высокотемпературные термоэлектрические материалы и выполнение термоэлементов в тонкостенной и пленочной форме [6]. В табл.2 приведены расчетные значения КПД и коэффициентов концентрации солнечного потока для оптимальных значений длины стандартных термопарных термоэлементов, обеспечивающих максимальные

величины КПД и удельной мощности. При высоких температурах СТЭГ вполне конкурентоспособны в отношении к СФЭП.

Один из возможных вариантов реализации высокотемпературных СТЭГ — использование в них тонкостенных и пленочных выских оксидов хрома, марганца или железа [7]. Поскольку в СТЭГах существует определенная связь между коэффициентом концентрации (K), длиной термоэлементов и их термоэлектрическими свойствами, обеспечивающими максимальную эффективность термоэлементов, целесообразно провести оптимизацию этих показателей для тонкостенного или (пленочного) варианта термоэлементов. Анализировался также вариант модуля, изображенного на рис.1. Расчет велся в приближении идеальной коммутации и изоля-

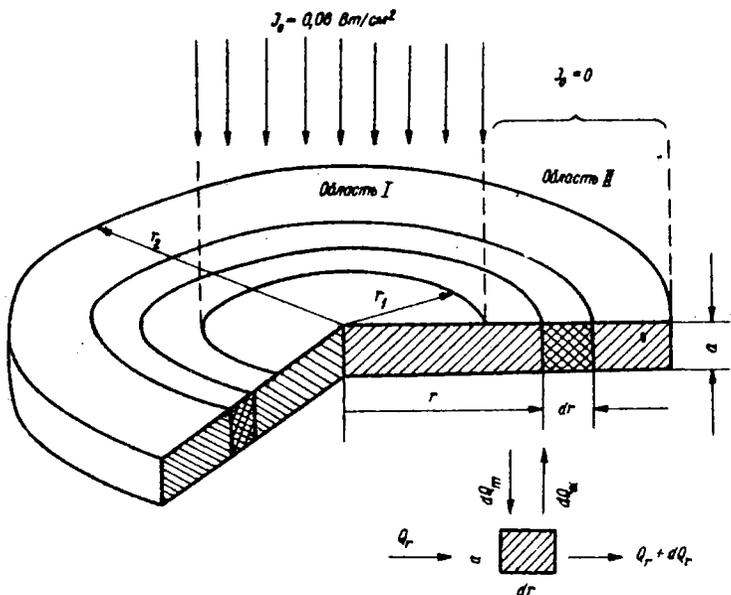


Рис.1. Схема тонкостенного термоэлектрического модуля, по которому проведен расчетный анализ.

ционной подложки и одномерного температурного поля. Тогда в режиме холостого хода действует следующий баланс тепла в элементарном объеме:

$$dq_m = dq_n + dq_r.$$

Здесь q_r - тепло, отводимое радиально в диске

$$q_r = -2\pi ar \approx \frac{dT}{dr}; \quad dq_r = -2\pi r a \approx \frac{d^2T}{dr^2};$$

q_m - теплоота, приносимая солнечным потоком

$$dq_m = 2\pi r J_0 K dr;$$

$J_0 = 0,08 \text{ Вт/см}^2$ в области I, $J_0 = 0$ - в области II.

$$dq_a = 2\pi r dr [\sigma_0 (T^4 - T_0^4) + \alpha_T (T - T_0)],$$

где $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/см}^2 \text{К}^4$ - постоянная Стефана - Больцмана;

$\alpha_T \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/см}^2 \text{К}$ - коэффициент конвективной теплоотдачи.

Для упрощения решения дифференциального уравнения второй степени сведением его из нелинейного в линейное однородное произведена замена выражения в скобках в условный коэффициент интегральной теплоотдачи

$$\alpha_T^* = \sigma_0 (T^2 + T_0^2)(T + T_0) + \alpha_T.$$

Дифференциальное уравнение тогда имеет следующий вид:

$$a \alpha \frac{d^2T}{dr^2} - \alpha_T^* T + \alpha_T^* T_0 + J_0 K = 0.$$

И при краевых условиях

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r_2} = 0; \quad \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r_1-0} = \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r_1+0}; \quad T(r_1-0) = T(r_1+0),$$

получаем следующее решение в I и II областях:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{T - T_0}{T_m - T_0} &= \text{ch} \left(r \sqrt{\frac{\alpha_T^*}{a\alpha}} \right) \left(1 - \frac{J_0 K}{\alpha_T^* (T_m - T_0)} \right) + \frac{J_0 K}{\alpha_T^* (T_m - T_0)}, \\ \frac{T - T_0}{T_1 - T_0} &= \text{ch} \left[(r_2 - r) \sqrt{\frac{\alpha_T^*}{a\alpha}} \right]. \end{aligned} \right.$$

Определение из этих уравнений разницы $(T_m - T_1)$ и , подстановка ее в уравнение максимальной объемной мощности

$$\psi_0 = \frac{\Delta^2 \alpha^2}{4R x r_2^2 a}$$

где $R = \frac{\rho}{2\lambda a} \ln \frac{r_2}{r_1}$ — радиальное сопротивление тонкого диска и последовательная оптимизация ψ_0 :

$$\left. \frac{\partial \psi_0}{\partial r_1} \right|_L = 0; \quad \left. \frac{d \psi_0}{d L} \right|_{r_1 = r_{opt}} = 0,$$

дают следующие зависимости ψ_0 от r_1 и ψ_0 от L в экстремуме по r_1 :

$$\begin{cases} \psi_{opt} = J_0^2 K^2 \frac{\alpha^2}{\alpha_T^* \rho \pi a} Z^2 \left(\frac{r_1}{r_0} \right) \frac{1}{L^2 \ln L}, \\ \psi_0 = \frac{1}{2} (J_0 K)^2 \frac{\alpha^2}{\alpha_T^* \rho \pi a} W^2(L). \end{cases}$$

$$\text{Здесь } T_m - T_0 = \frac{J_0 K}{\alpha_T^*} \frac{(Ch x_1 \cdot S_0 + Sh x_1 C_0 - Sh x_1)}{(Sh x_1 C_0 + Ch x_1 S_0)};$$

$$\Delta = T_m - T_x = \frac{J_0 K}{\alpha_T^*} \left(1 - \frac{(Sh x_1 + S_0)}{(Sh x_1 C_0 + Ch x_1 S_0)} \right);$$

$$\begin{aligned} L &= \frac{r_2}{r_1}; \quad r_0 = \sqrt{\frac{a \pi}{\alpha_T^*}} \text{ — характеристический радиус; } x_1 = \frac{r_2 - r_1}{r_0} = \\ &= x_0 (L - 1); \quad \alpha_T^* x_0 = \frac{r_{opt}}{r_0} \text{ при максимальном значении } Z \left(\frac{r_1}{r_0} \right); \\ S_0 &= Sh x_0; \quad C_0 = Ch x_0. \end{aligned}$$

$$\begin{cases} Z \left(\frac{r_1}{r_0} \right) = \frac{(Ch x - 1)}{\lambda Ch x}; \quad x = \frac{r_1}{r_0}; \\ W(L) = \frac{1}{x_0 L \ln L} \left(1 - \frac{Sh x_1 + S_0}{Sh x_1 C_0 + Ch x_1 S_0} \right). \end{cases}$$

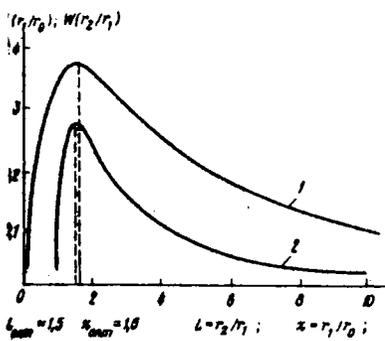


Рис.2. Зависимость характеристических функций $Z(x)$ (1) и $W(L)$ (2) от $x = \frac{r_1}{r_0}$ и $L = \frac{r_2}{r_1} \Big|_{r_1 = r_{опт}}$.

Обе характеристические функции Z и W приведены на рис.2.

Из приведенных данных видно, что максимальные значения объемной удельной мощности достигаются при строго определенных значениях отношения радиуса фокального пятна к характеристическому радиусу и величины

$$x_0 = \frac{r_1}{r_0} \cong 1,6; \quad L = \frac{r_2}{r_1} \cong 1,5.$$

Учитывая, что максимальная температура в фокальном пятне определяется жаростойкостью термоэлектрического вещества и что при оптимальных условиях

$$T_x \cong \frac{T_m + T_0}{2},$$

может быть выведен ряд полезных соотношений, характеризующих эффективность применения этих веществ в тонкостенных СТЭГах:

$$\left\{ \begin{aligned} \alpha_T^* &= \alpha_0 \frac{0,2(T_m^4 + T_m^3 T_x + T_m^2 T_x^2 + T_m T_x^3 + T_x^4) - T_0^4}{0,5(T_m + T_x) - T_0}; \\ K &= 1,2 \frac{\alpha_T^* (T_m - T_0)}{T_0}; \\ \vartheta_s &= \frac{0,0348 \alpha_T^* (T_m - T_0)^2 \alpha^2}{\rho x}; \\ \beta_W &= \frac{L^2 \vartheta_s}{K T_0}. \end{aligned} \right.$$

Здесь ϑ_s - максимальная поверхностная удельная мощность.

Расчетные характеристики для трех наиболее перспективных из вышесказанных переходных элементов приведены в табл.3.

Из приведенных данных видно, насколько эффективно повышение температуры для возрастания КПД и главным образом максимальной удельной мощности СТЭГ.

Т а б л и ц а 3. Расчетные характеристики тонкостенных и пленочных сциллидных термоэлектрических модулей

Основа термоэлектрического материала	Рабочая температура горячего спая T_m, K	Интегральный коэффициент теплопроводности $\alpha^* / \text{Вт/см}^2 K$	Температура холодного спая T_x, K	Коэффициент концентрации	Поверхностная удельная мощность, мВт/см^2	Коэффициент полезного действия	
						мо-дель-ный	при двухсторонней теплоотдаче
$FeSi_2$	1100	$6,77 \cdot 10^{-3}$	700	80	90	3,0	6,0
$MnSi_{1,77}$	1300	$1,02 \cdot 10^{-2}$	800	150	210	3,8	7,6
$CrSi_2$	1500	$1,47 \cdot 10^{-2}$	900	260	440	4,2	8,4

Тонкостенная и пленочная формы термоэлементов, в отличие от объемных термоэлементов, обеспечивают получение одинаковых энергетических показателей при меньших коэффициентах концентрации.

Таким образом, применение тонкостенных и пленочных термоэлементов дает возможность значительно увеличить удельную объемную мощность и снизить оптимальное значение коэффициента концентрации.

Использование в качестве термоэлектрических материалов тугоплавких высших сциллидов переходных элементов позволяет увеличивать вдвое удельную мощность на каждые 100° повышения температуры в фокальном пятне СТЭГ.

1. Анастичук Л.И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства. Справочник. - Киев: Наук. думка, 1979. - 766 с.

2. Электрические установки для космических аппаратов. Сборник. - М.: Мир, 1964. - 253 с.

3. Марченко А.И., Степко И.И., Федорус Г.А. Исследование эксплуатационных свойств солнечных батарей на основе керамических фотопреобразователей типа $Si_3S_4 - CdS$. - Гелиотехника, 1979, № 5, с.34-36.

4. Комащенко В.Н., Марченко А.И., Федорус Г.А. Тонкопленочные и керамические солнечные преобразователи. - Гелиотехника, 1979, № 3, с.15-18.

5. Пнусов Н., Мирсачатов Ш.А., Расулов Д.Т. К расчету фототока и предельного КПД пленочных фотоэлементов. - Гелиотехника, 1978, № 2, с.6-9.

6. Аветисян А.О., Андреева Т.В., Горячев В.М. и др. Влияние технологических факторов и коммутации на вольтамперные характеристики тонкостенных термоэлементов. - В кн.: Прикладные проблемы прямого преобразования энергии. Киев: Наук. думка, 1977. с.142-148.

7. Горячев В.М., Задворный Л.И., Аветисян А.О. и др. Высокотемпературные термоэлектрические материалы на основе боридов и сциллидов переходных металлов. - В кн.: Высокотемпературные бориды и сциллиды. Киев: Наук. думка, 1978, с.83-85.

Ю.М.Горячев, Б.А.Ковенская, Е.И.Шварцман
Институт проблем материаловедения АН УССР, Киев

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ТЕРМОГЕНЕРАТОРАХ
СВЕРХВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ
НА ОСНОВЕ ГЕКСАБОРИДОВ

Повышение рабочих температур термоэлементов в термогенераторах и в частности в солнечных генераторах в идеальном случае существенно влияет на увеличение их эффективности [1, 2]. Появляющаяся при этом опасность снижения надежности и долговечности устройств [3], по-видимому, может быть устранена необходимыми мерами улучшения совместимости материалов. Один из наиболее эффективных методов одновременно увеличения как рабочих температур, так и совместимости материалов в солнечных термогенераторах (СТЭГ) — применение термоэлектрических и изолирующих материалов одного и того же класса, например, боридов. В табл.1 приведены термоэлектрические свойства некоторых боридных фаз.

Из приведенных данных видно, что среди боридов имеются материалы с различным комплексом термоэлектрических свойств — от изоляторов до металлоподобных соединений. Некоторые из перечисленных в табл.1 боридов являются весьма эффективными термоэлектрическими материалами. В табл.2 приведены некоторые характеристики СТЭГов, которые могут быть получены при использовании в них указанных соединений в виде тонкостенных модулей. Расчет проводился по методике, описанной в [2]. При этом были сделаны следующие предположения: толщина термоэлектрических пластин $a = 0,01$ см, плотность теплового потока солнечного излучения $J_0 = 80$ мВт/см². Расчет проводился по приведенным ниже формулам: оптимальный размер фокального пятна

$$r \approx 1,6 \sqrt{\frac{aT}{\alpha^*}};$$

температура холодного спая в оптимальном режиме

$$T_x = \frac{T - T_0}{2};$$

интегральный коэффициент теплоотдачи

$$\alpha_T = \sigma_0 \frac{0,2(T_m^4 + T_m^3 T_k + T_m^2 T_k^2 + T_m T_k^3)}{0,5(T_m + T_k) - T_0};$$

Т а б л и ц а 1. Термомеханические свойства некоторых боридных фаз

фаза	Удельное электроопрогибление $\rho, \text{ Ом}\cdot\text{см}$		Коэффициент термо-ЭДС $\alpha, \text{ мкВ/град}$					Коэффициент температурозонности $\alpha, \text{ Вт/см}\cdot\text{град}$			Температура плавления, К	
	Температура, К											
	300	700	1000	300	700	1000	300	700	1000			
$\alpha\text{-AlB}_2$	15,56	0,265	0,100	+184,0	+300,0	+300,0	-	-	-	-	-	2400
$\beta\text{-B}$	$2,7\cdot 10^6$	27	0,316	825,0	556,7	400,0	0,0086	0,12	0,85	0,85	0,85	2398
SmB_6	$207\cdot 10^{-6}$	-	-	+7,6	-	+30	0,14	-	-	-	-	2840
B_2C	0,90	0,20	0,05	80	150	190	0,2	-	-	-	-	2740
BN	10^{13}	-	-	-	-	-	0,0015	-	-	-	-	3300
BP	10^{15}	-	-	150	-	-	0,0013	-	-	-	-	3300
Ba_2B_6	$2,62\cdot 10^{-3}$	$2,67\cdot 10^{-3}$	$2,72\cdot 10^{-3}$	-161,7	-180,4	-193,5	0,022	0,019	0,016	0,016	0,013	-
La_2B_6	$3,25\cdot 10^{-3}$	$3,00\cdot 10^{-3}$	$2,70\cdot 10^{-3}$	-134,9	-142,8	-153,6	0,016	0,014	0,013	0,013	0,013	-

Т а б л и ц а 2. Расчетные характеристики гонкогенных СТЭГ на основе боридных термомеханических материалов

Соединение	Оптимальный размер фольгального элемента $\tau, \text{ см}$	Температура в центре фокального пятна $T_m, \text{ К}$	Температура холодного спая $T_c, \text{ К}$	Интегральный коэффициент термо-ЭДС отдачи α_{T_k}	Коэффициент концентрации K	Удельная поверхность $S, \text{ м}^2/\text{см}^2$	Коэффициент полезного действия, %	Коэффициент полезного действия, % при двусторонней теплоотдаче
B_2C	0,33	2300	1300	$4,61\cdot 10^{-2}$	690	5,8	$2,4\cdot 10^{-2}$	$4,8\cdot 10^{-2}$
SmB_6	0,26	2400	1350	$5,17\cdot 10^{-2}$	810	61,7	$2,1\cdot 10^{-1}$	$4,2\cdot 10^{-1}$
La_2B_6	0,10	2200	1250	$4,08\cdot 10^{-2}$	485	1180	6,8	13,6
La_2B_6	0,10	2100	1200	$3,60\cdot 10^{-2}$	480	680	4,0	8

коэффициент концентрации в режиме максимальной удельной мощности

$$\kappa = \frac{(T - T_0)}{J_0} \cdot 19;$$

максимальная удельная поверхностная мощность тонкостенных модулей

$$j_s = \frac{\alpha_T^2 (T_m - T_0)^2 a^2}{\rho} \cdot 0,0348;$$

коэффициент полезного действия при этом $\beta_w = \frac{L^2 j_s}{\kappa J_0}$.

В приведенных выше формулах $T_0 = 300 \text{ К}$ - температура окружающей среды; $\sigma_V = 5,7 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/см}^2 \cdot \text{К}^4$ - постоянная Стефана - Больцмана; $L = 1,5$ - оптимальное отношение линейных размеров модуля к размеру фокального пятна.

Из приведенных данных видно, насколько высокая термоэлектрическая эффективность может проявиться у гексаборидов бария и европия при положительном решении вопроса об их совместности друг с другом и прочими конструктивными элементами.

Таким образом, гексабориды бария и европия весьма перспективны для разработки на их основе термоэлектрических материалов для высокотемпературных солнечных термоэлектрических генераторов.

Увеличение рабочих температур до 2000 К и выше позволит поднять оптимальный коэффициент концентрации теплового потока Солнца до 800% и обеспечить конкурентоспособность СТЭГов по отношению к фотоэлектрическому преобразованию солнечной энергии.

1. Горичев И.М., Задворный Д.И., Аветисян А.О. и др. Высокотемпературные термоэлектрические материалы на основе боридов и силицидов переходных металлов. - В кн.: Высокотемпературные бориды и силициды. Киев: Наук. думка, 1978, с.83-85.

2. Анатчук Л.И. Термозащиты и термоэлектрические устройства. - Киев: Наук. думка, 1979. - 766 с.

3. Стеффер Дж., Руклов П. Экспериментальные исследования термоэлектрических генераторов в лаборатории реактивного движения. - В кн.: Прямое преобразование энергии. М.: Мир, 1975, с.104-123.

И.И.Бойко, С.И.Козловский
Институт полупроводников АН УССР, Киев

ПОПЕРЕЧНАЯ ЭДС В ПОЛУПРОВОДНИКАХ, ВОЗНИКАЮЩАЯ ПРИ НАГРЕВЕ КРИСТАЛЛОВ СВЕТОВЫМ ПОТОКОМ

Рассматриваемая ЭДС является одновременно термо-ЭДС и фото-ЭДС. Световой поток, генерирующий носители тока, приводит также и к нагреву образца. В результате нагрева возникает температурная деформация. В кубических кристаллах деформация, если она не является всесторонним растяжением или сжатием, приводит к понижению симметрии решетки, при этом проводимость становится анизотропной.

Рассмотрим кристалл в форме пластины ($-l_x \leq x \leq l_x, -l_y/2 \leq y \leq l_y/2, l_2 \leq z \leq l_2$), причем $l_x, l_2 \gg l_y$. Свет от внешнего источника падает на грань $y = -l_y/2$. При этом градиенты концентрации носителей и температуры направлены по оси y . Если в результате нагрева проводимость становится анизотропной в x, y плоскости, то в образце наряду с потоками электронов и дырок в y направлении возникают также потоки, параллельные поверхности (в x направлении). Здесь ситуация вполне сходна с фотомагнитным эффектом и поперечным эффектом Дембера [1 - 4]. Только возникновение поперечных потоков носителей связано не с внешним магнитным полем, не с естественной анизотропией и не с приложением внешних деформирующих усилий, а с анизотропией, проявившейся вследствие нагрева кристалла светом. Поэтому в отличие от фотомагнитного эффекта и поперечного эффекта Дембера фототок короткого замыкания для рассматриваемого нами эффекта является квадратичной функцией интенсивности света, а ЭДС при больших интенсивностях нарастает линейно.

Основные уравнения. Распределение концентрации носителей и температуры кристалла в пространстве и времени описывается уравнениями (здесь и ниже $l_y \rightarrow z$)

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{p - p_0}{\tau_{рек}} + G \alpha e^{-\alpha(y+l)}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \delta^2 \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \alpha G \frac{\hbar \omega - E_g}{c\rho} e^{-\alpha(y+l)} + \frac{E_g}{c\rho^2 \tau_{рек}} [p - p_0]. \quad (2)$$

Здесь D - коэффициент биполярной диффузии; δ^2 - коэффициент температуропроводности; $\tau_{рек}$ - время объемной рекомбинации; c и ρ - теплоемкость и плотность кристалла; E_g - ширина запрещенной зоны;

$\hbar\omega$ - энергия кванта света; α - коэффициент поглощения; концентрации электронов и дырок полагаются равными ρ ; ρ_0 - равновесная концентрация; Φ - количество квантов света, падающих в единицу времени на единицу поверхности $y = \pm l$. Уравнение (1) в приведенные ниже граничные условия записаны в пренебрежении членами $\sim [(\tau - \tau_0)/\tau_0]^2$; $T(y, t)$, где $T(y, t)$ - температура кристалла; τ_0 - температура окружающей среды. Величины $D, \delta^2, G, \rho, \tau_{рек}, E_g, \rho_0$ отнесены к температуре τ_0 .

Граничные условия имеют вид

$$y = \pm l, \quad D \frac{\partial \rho}{\partial y} \pm s_{(\pm)} (\rho - \rho_0) = 0; \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \mp h_{(\pm)} (\tau - \tau_0) \pm \frac{E_g s_{(\pm)}}{c \rho \delta^2} (\rho - \rho_0). \quad (4)$$

Здесь величины $s_{(\pm)}$ и $h_{(\pm)}$ являются соответственно скоростью поверхностной рекомбинации и коэффициентом теплообмена на границах $y = \pm l$. В уравнениях (4) и (8) учтено, что кристалл нагревается не только падающим светом непосредственно, но также и в результате выделения тепла при безызлучательной рекомбинации фотоносителей в объеме и на поверхности образца.

Поперечное поле имеет вид

$$E_x(z) = - \frac{D \int_{-l}^l a(y, t) \frac{\partial \rho(y, t)}{\partial y} dy}{(u_n + u_p) \int_{-l}^l \rho(y, t) dy}, \quad (5)$$

где параметр анизотропии

$$a = \frac{u_{nxu}}{u_{nyu}} - \frac{u_{pxu}}{u_{pyu}}. \quad (6)$$

Здесь u_n и u_p - подвижности электронов и дырок в недеформированном кристалле; u_{nij} и u_{rij} - компоненты тензоров подвижности в деформированном кристалле.

Параметр анизотропии. Связь параметра анизотропии с компонентами тензора напряжений осуществляется посредством компонент тензора пьезосопротивления для электронного (n) и дырочного (p) материалов:

$$a = \sum_{i,j} (x_{xy,ij}^{(m)} - x_{xy,ij}^{(\rho)}) \sigma_{ij}. \quad (7)$$

Температурные напряжения в образце зависят от механических условий на его гранях. Мы рассматриваем пластину, толщина которой мала по сравнению с другими линейными размерами.

Пластина со свободными краями. В этом случае $a = a_0 \varphi(y, t)$, где

$$a_0 = \frac{\alpha E T_0}{1-\nu} [(x_{11} - x_{12} - x_{44})_{(p)} - (x_{11} - x_{12} - x_{44})_n] (l_2^3 l_1 + m_2^3 m_1 + n_2^3 n_1); \quad (8)$$

$$\varphi(y, t) = \frac{\Delta T(y, t)}{T_0} - \frac{1}{2l} \int_{-l}^l \frac{\Delta T}{T_0} dy - \frac{3y}{2l^3} \int_{-l}^l y \frac{\Delta T}{T_0} dy. \quad (9)$$

Здесь α - коэффициент линейного температурного расширения; E - модуль Юнга; ν - коэффициент Пуассона; $\Delta T(y, t) = T(y, t) - T_0$; x_{ij} - компоненты тензора пьезосопротивления в системе главных кристаллографических направлений. Величины l_i , m_i , n_i являются направляющими косинусами осей, связанных с ребрами пластины. Наибольшая величина тригонометрического полинома в (8) равна 0,105 и достигается при следующей вырезке образца:

$$\begin{pmatrix} l_1 & m_1 & n_1 \\ l_2 & m_2 & n_2 \\ l_3 & m_3 & n_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,233 & 0,233 & 0,947 \\ 0,670 & 0,670 & -0,320 \\ -0,707 & 0,707 & 0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

В германии при комнатной температуре для указанной вырезки

$$a_0 = 0,25 \cdot 10^{-4} \frac{\text{см}^2}{\text{кг}} \frac{\alpha E T_0}{1-\nu}.$$

Пластина, наклеенная на подложку. Если подложка охлаждается до температуры окружающей среды ($\Delta T(t, t) = 0$), то

$$\varphi(y, t) = \frac{\Delta T(y, t)}{T_0} - \frac{1}{2l} \int_{-l}^l \frac{\Delta T}{T_0} dy - \frac{3(t-y)}{(2l)^3} \int_{-l}^l (t-y) \frac{\Delta T}{T_0} dy. \quad (11)$$

Стационарный эффект в пластине, наклеенной на подложку. В свободной пластине температурные напряжения малы. Поэтому рассмотрим здесь лишь случай пластины, наклеенной на подложку (или выраженной на подложке, у которой величина αE сильно отличается от такой же величины у пластины).

Рассмотрим частный случай $h_{(-)} l \ll 1$, $s_{(\pm)} l/D \ll 1$; $\min\{l, L\} \gg 1$.

$$\frac{\hbar \omega - E_g}{E_g} \gg (\alpha L)^{-2}, \quad (12)$$

где $L = \sqrt{D \tau_{рек}}$. Тогда поперечное поле E_x имеет вид

$$E_x = -0,25 \cdot 10^{-4} \frac{\text{см}^2}{\text{кг}} \frac{\alpha E}{l} \frac{\hbar \omega L \varphi^2}{(v_n + v_p) \epsilon \rho \delta^2} \frac{\varphi(\beta)}{\rho_0 + \epsilon \tau_{рек} / l l}, \quad (13)$$

здесь $\beta = l/L$

$$\varphi(\beta) = \frac{1}{4\beta}.$$

В германии при комнатной температуре в области освещенности, где $\epsilon \tau_{рек} > 2 \rho_0 l$, получаем $E_x = -3 \cdot 10^{-25} \varphi \delta / \text{см}$. Для светового потока $\varphi \sim 3 \cdot 10^{18} \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ находим $E_x \cong 1 \text{ мкВ/см}$, поперечная ЭДС $\mathcal{E} = 2l_x E_x$.

Характерной особенностью полученной ЭДС является отсутствие насыщения зависимости $\mathcal{E}(\varphi)$ в области больших интенсивностей света. Такое насыщение свойственно всем сходным поперечным эффектам, наблюдаемым при постоянном коэффициенте анизотропии.

Нестационарный эффект. При освещении кристалла коротким импульсом света стационарное распределение температуры может не успеть установиться. Рассмотрим случай, когда время диффузии носителей и тепла поперек пластины велико по сравнению с длительностью импульса света Δt_u . Будем полагать $\Delta t_u \ll \min\{\tau_{рек}, l^2/D\}$. Тогда при $0 \leq t \leq \Delta t_u$ кристалл можно рассматривать как полубесконечную среду и пренебрегать влиянием объемной рекомбинации на пространственное распределение носителей. Приведем некоторые окончательные результаты. При малых скоростях поверхностной рекомбинации, когда $s \ll \omega D$ и $s \sqrt{\Delta t_u} \ll \sqrt{D}$,

$$\int_{-l}^l \rho(y, t) dy = 2\rho_0 l + \varphi t. \quad (14)$$

При больших скоростях поверхностной рекомбинации, когда $s > \omega D$ и при $\alpha \sqrt{D t} \gg 1$

$$\int_{-l}^l \rho(y, t) dy = 2\rho_0 l + 2\phi \sqrt{t} / \alpha \sqrt{x D} \quad (15)$$

Величина $\Delta T(y, t)$ при $\delta(\Delta T_y) \ll l$ быстро затухает в глубь кристалла. Поэтому

$$a(y, t) \approx a_0 \cdot \Delta T(y, t) / T_0 \quad (16)$$

Величина a_0 дается выражением (8).

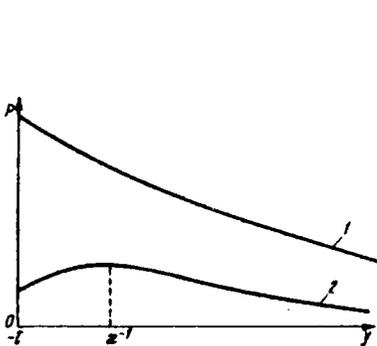


Рис.1. Пространственное распределение концентрации неравновесных носителей при различных значениях скорости поверхностной рекомбинации на освещаемой грани s :
1 - $s \ll x D$; 2 - $s \gg x D$.

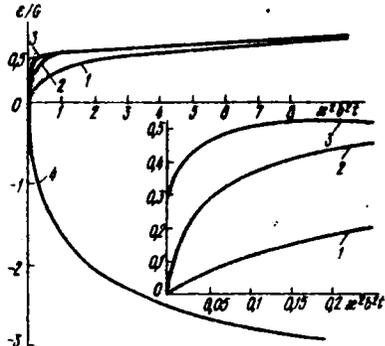


Рис.2. Зависимости $\delta(t)/\phi$ при $\eta \omega / E_g = 2,7$:
1-3 - $s \rightarrow 0$, 4 - $s \rightarrow \infty$, $\delta^2 / D = 6 \cdot 10^{-3}$.
Кривые рассчитаны для различных $\phi_1 = \phi / 2 x^2 \delta^2 \rho_0 l$:
1 - $\phi_1 = 2,4$; 2 и 4 - $\phi_1 = 24$;
3 - $\phi_1 = 240$.

На рис.1 показано распределение носителей в кристалле при больших и малых скоростях поверхностной рекомбинации для момента времени $t > \frac{1}{x^2 D}$.

Рассмотрим подробно случай, когда при $D \gg \delta^2$ выполнено условие $x \sqrt{D t} \gg 1$. Это означает, что мы рассматриваем также времена, когда фотоносители успели продиффундировать на расстояние, намного превышающее глубину проникновения света.

Наибольший интерес представляют два предельных случая.

Малая скорость поверхностной рекомбинации ($s \sqrt{\delta t} \ll \sqrt{D}$).
 Для этого случая

$$E_x(t) = - \frac{a_0 \varphi^2 (\hbar\omega - E_0)}{(u_n + u_p) c p \delta^2 \approx T_0} \cdot \frac{A_0(t)}{2\gamma_0 t + \delta t} \quad (17)$$

Здесь $A_0(t) = -\frac{3}{2\alpha} + \frac{3\delta\sqrt{t}}{\sqrt{x}} - \alpha\delta^2 t + \left(\frac{3}{2\alpha} - \alpha\delta^2 t\right) e^{-\alpha^2\delta^2 t} \operatorname{erfc}(\alpha\delta\sqrt{t})$. (18)

При $\alpha\delta\sqrt{t} \ll 1$ (диффузия тепла из освещенной области в глубь кристалла не успела произойти)

$$A_0(t) \approx -\frac{1}{2} \alpha \delta^2 t. \quad (19)$$

При $\alpha\delta\sqrt{t} \gg 1$, когда температурный фронт расположен гораздо дальше границы освещенной области,

$$A_0(t) \approx -\alpha \delta^2 t. \quad (20)$$

На рис.2 представлена временная зависимость поля E_x , рассчитанная при различных интенсивностях света.

Большая скорость поверхностной рекомбинации ($s > \alpha D$). Сильная поверхностная рекомбинация в сочетании с конечной глубиной поглощения света приводит к немонотонному пространственному распределению носителей. Изменение знака величины dp/dy в области, где $\Delta T \neq 0$, приводит к изменению знака поля $E_x(t)$.

$$E_x(t) = - \frac{a_0 \varphi^2 (\hbar\omega - E_g)}{(u_n + u_p) c p \delta^2 \approx T_0} \cdot \frac{A_\infty(t)}{2\gamma_0 \delta + 2\delta\sqrt{t}/\alpha\sqrt{\pi D}}, \quad (21)$$

где

$$A_\infty(t) = -\frac{1}{2\alpha} \frac{3\hbar\omega - E_g}{\hbar\omega - E_g} + \frac{\delta\sqrt{t}}{\sqrt{x}} \cdot \frac{3\hbar\omega - E_g}{\hbar\omega - E_g} + \left(\frac{1}{2\alpha} \frac{3\hbar\omega - E_g}{\hbar\omega - E_g} - \alpha\delta^2 t e^{-\alpha^2\delta^2 t} \operatorname{erfc}(\alpha\delta\sqrt{t})\right). \quad (22)$$

При $\alpha\delta\sqrt{t} \ll 1$

$$A_\infty(t) = \frac{\hbar\omega + E_g}{2(\hbar\omega - E_g)} \alpha \delta^2 t. \quad (23)$$

При $\alpha \delta \sqrt{t} > 1$

$$A_{\infty}(t) = \frac{2\hbar\omega}{\hbar\omega - E_g} \frac{\delta \sqrt{t}}{\sqrt{\pi}} \quad (24)$$

Временная зависимость поля E_x при большой s также показана на рис.2, откуда видно, что при $s \rightarrow \infty$ величина эффекта (по модулю) превышает величину, достижимую при $s \rightarrow 0$. Интересной особенностью случая малых s есть появление при малых временах плато, никак не связанного со стационарным эффектом. Время выхода на плато быстро уменьшается с ростом интенсивности света.

Появление плато связано с тем, что отношение (5) довольно быстро перестает существенно зависеть от t . При больших s плато возникает при гораздо больших временах, поскольку полное число носителей в этом случае меньше и нарастает медленнее, чем при малых s .

Как и в стационарном случае, нестационарный эффект не имеет насыщения при сколь угодно больших интенсивностях света, здесь $E_x \sim \mathcal{E}$. Оценим величину эффекта для германия при комнатной температуре. В случае $s=0$ получаем при $\mathcal{E} = 10^{22} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ $E_x \approx 0,6 \cdot 10^{-4}$ В/см. Если $s \rightarrow \infty$ и $\alpha \delta \sqrt{t} > 1$; $\mathcal{E} \sqrt{t} / \alpha \sqrt{\hbar D} \gg \beta_0 t$, то при $\hbar\omega/E_g \sim 3$ и том же \mathcal{E} абсолютная величина поля E_x увеличивается на фактор $\frac{3\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{D}{\beta^2}} = 35$, и поле $E_x \approx 2 \cdot 10^{-3}$ В/см.

В таких условиях нестационарный эффект по величине вполне сравним со стационарным эффектом в закрепленной пластине.

1. Рынкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. - М.: Изд-во физ.-мат. лит-ры, 1963, - 496 с.
2. Мадько И.П., Рафаэ Э.И., Романов В.А. и др. Анизотропия электрических и фотоэлектрических свойств In_2Se_3 . - Физика твердого тела, 1965, 7, вып.6, с.1777-1782.
3. Гертович Т.С., Мадько И.П., Гаренко И.М., Романов В.А. Некоторые фотоэлектрические свойства CdS , обусловленные анизотропией электропроводности. - Укр. физ. журн., 1972, 17, вып.6, с.956-961.
4. Мадько И.П., Солончук Л.С., Кров В.Г. Совместное исследование эффекта Дембера и фотомагнитного эффекта в монокристаллах теллура. - Физика и техника полупроводников, 1974, 8, вып.1, с.105-110.

Л.П.Горбик, В.Н.Комащенко, Г.А.Федорус
Институт полупроводников АН УССР, Киев

ОПТИМИЗАЦИЯ СОСТАВА БАЗОВЫХ ПЛЕНОК $Zn_{x}Cd_{1-x}S$
ДЛЯ ГЕТЕРОФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

К настоящему времени фотоэлектрическая солнечная энергетика достигла значительных успехов. Созданы высокоэффективные и надежные солнечные батареи, работающие в условиях внеатмосферного солнечного освещения и обладающие стабильностью эксплуатационных параметров, что позволило применить их для долговременного энергетического снабжения космических аппаратов различных типов. Намечаются и анализируются пути дальнейшего увеличения эффективности и снижения экономических затрат при изготовлении солнечных батарей, а также возможности осуществления проектов солнечных космических электростанций для передачи электроэнергии на Землю. В последние годы большой размах получили также работы по исследованию возможности широкого применения солнечных батарей для работы в наземных условиях, характеризующихся переменной освещенностью, связанной с суточным циклом и погодными условиями. Поэтому при построении наземных фотоэлектрических гелиоустановок, наряду с высоким значением коэффициента полезного действия (КПД), первостепенное значение приобрел вопрос стоимости промышленного изготовления и эксплуатации указанных установок. По мнению многих исследователей, одним из перспективных вариантов технического решения проблемы прямого преобразования солнечной энергии в электрическую является создание высокоэффективных и недорогостоящих солнечных батарей на основе поликристаллических слоев полупроводниковых соединений A_2B_6 .

В связи с трудностями создания в широкозонных соединениях A_2B_6 гомогенных $p-n$ -переходов (из-за явления самокомпенсации проводимости), решение задачи осуществляется путем изготовления гетерогенных $p-n$ -переходов. Электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов (ГП) и эксплуатационные параметры приборов, изготовленных на их основе, в значительной мере определяются согласованием параметров решеток контактирующих пар, величинами энергий электронного сродства и ширины запрещенных зон, областью спектральной чувствительности исходных материалов. Многие указанные параметры и свойства полупроводниковых материалов A_2B_6 можно контролируемо изменять используя твердые растворы этих соединений.

К настоящему времени наиболее полно исследованы фотоэлектрические преобразователи солнечной энергии с ГП типа $pCd_2S-nCdS$.

По данным [1 - 3], на основе этих преобразователей получены сравнительно недорогостоящие и эффективные солнечные элементы. На лучших образцах коэффициент полезного действия достигает 9% [3]. Ожидается, что массовое производство солнечных элементов с гетеропереходом указанного типа при использовании автоматизированных технологических процессов позволит существенно снизить их стоимость, по сравнению с монокристаллическими кремниевыми. Так, по прогнозам американских исследователей, предполагается к 1990 г. достигнуть стоимости электроэнергии, вырабатываемой солнечными элементами с П $pCu_2S - nCdS$, около 100-300 долларов за 1 кВт пиковой мощности [4].

Актуальной задачей является поиск путей дальнейшего повышения эффективности таких солнечных элементов.

Как показано в [5 - 7], использование в качестве базового материала гетерофотопреобразователей тонких пленок твердых растворов сульфидов кадмия и цинка (вместо CdS) является одним из путей уменьшения несоответствия постоянных решеток материалов, образующих П и сведения к минимуму величины разрыва в зонах проводимости на границе раздела П (ΔE_c). Как следствие, это должно привести к повышению эксплуатационных параметров солнечных элементов с П $pCu_2S - nZn_xCd_{1-x}S$ (по крайней мере, по сравнению с солнечными элементами на основе П $pCu_2S - nCdS$). Теоретический анализ эффективности тонкопленочных солнечных элементов указанного типа приводит к значениям КПД $\sim 16\%$ на П $pCu_2S - nCdS$ и КПД $\sim 26\%$ на П $pCu_2S - nZn_xCd_{1-x}S$ [8].

Настоящая работа посвящена исследованию физических свойств полученных химическим способом [7] П $pCu_2S - nZn_xCd_{1-x}S$, базовые пленки которых представляют собой твердые растворы $Zn_xCd_{1-x}S$ с различным содержанием цинка, с целью определения оптимальных составов для изготовления эффективных солнечных элементов. Экспериментальные методики получения пленок твердых растворов, результаты микроструктурного и рентгенофазового анализов пленок, зависимость ширины запрещенной зоны твердых растворов $Zn_xCd_{1-x}S$ от состава, а также спектральные характеристики и некоторые эксплуатационные параметры изготовленных на их основе П описаны в [7, 9].

Исследования вольтамперных характеристик (ВАХ) П $pCu_2S - nZn_xCd_{1-x}S$ проводились при комнатной температуре в интервале частот 10-300 кГц, величина прикладываемого переменного напряжения не превышала при этом 10 мВ. Функциональные зависимости дифференциальной емкости от величины приложенного к исследованным П постоянного смещения были вида $C^{-2} = f(u)$, что характерно для резких асимметричных П со ступенчатым распределением концентрации примеси

между n - и p -областями. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что величина контактной разности потенциалов (U_k) исследованных ПП зависит от концентрации сульфида цинка в твердом растворе. При увеличении концентрации ZnS в базовом материале ПП величина U_k возрастает (рис.1).

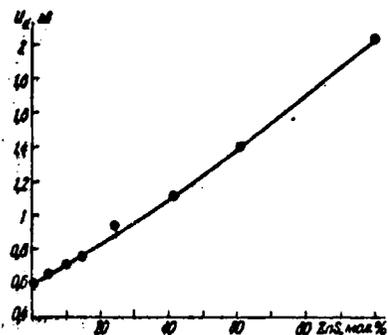


Рис.1. Зависимость диффузионного потенциала ПП $pCu_2S-nZn_xCd_{1-x}S$ от концентрации сульфида цинка в твердом растворе ($T=300 K$).

$pCu_2S-nZn_xCd_{1-x}S$ ($0 \leq x \leq 1$) обладали резко асимметричными вольт-амперными характеристиками (ВАХ): прямому направлению диодной характеристики соответствует положительное смещение, прикладываемое к p -одю, т.е. к сульфиду меди. Коэффициент выпрямления при $U \sim 2$ В находится в пределах $k \sim 10^4 \div 10^7$. Последовательное сопротивление (R_n) исследованных ПП изменялось приблизительно от 40 до 10^{10} Ом при изменении x от 0 до 1. С увеличением концентрации сульфида цинка в твердом растворе, величина прямого тока через ПП (при $U_{пр} = const$) резко уменьшается в связи с быстрым возрастанием R_n , обусловленного высоким сопротивлением базовых пленок. Для эффективного снижения удельного сопротивления пленок $Zn_xCd_{1-x}S$ необходимо применять легирование их донорными примесями в процессе роста.

Исследованные ПП $pCu_2S-nZn_xCd_{1-x}S$ ($0 \leq x \leq 1$) по свойствам прямых ветвей ВАХ условно можно разделить на две группы. Свойства прямых ветвей ВАХ первой группы образцов проиллюстрируем на примере ПП $pCu_2S-nZn_{0,4}Cd_{0,6}S$ (см.рис.2, а-в), а второй - на примере ПП $pCu_2S-nZn_{0,15}Cd_{0,85}S$ (см.рис.2, г-е).

Прямые ветви ВАХ первой группы образцов имеет экспоненциальную

различие в легировании сульфида меди в твердых растворах $Zn_xCd_{1-x}S$ составляет 10^3 и более раз, можно заключить, что контактная разность потенциалов приложена, в основном, к $Zn_xCd_{1-x}S$, в нем же сосредоточена и область объемного заряда.

Из вольтемкостных характеристик были определены: емкость ПП при нулевом напряжении (C_0), концентрация донорной примеси (N_D) в области истока ПП, величина области пространственного заряда (W) и максимальная напряженность электрического поля (E_{max}) в ОПВ ПП $pCu_2S-nZn_xCd_{1-x}S$.

Изготовленные тонкопленочные ПП

зависимость тока от величины приложенного напряжения (см.рис.2,а) и температуры (рис.2,б), наклон которых практически не изменяется в исследованном температурном диапазоне (150–380 К). Чаще всего эта зависимость удовлетворительно может быть представлена в виде

$$I_{пр} \sim \exp(AU) \exp(BT), \quad (1)$$

где A, B – постоянные, не зависящие от напряжения и температуры и характеризующие наклон экспериментальных зависимостей (1) соответственно при $T = const$ и $U = const$. Однако для рассматриваемых образ-

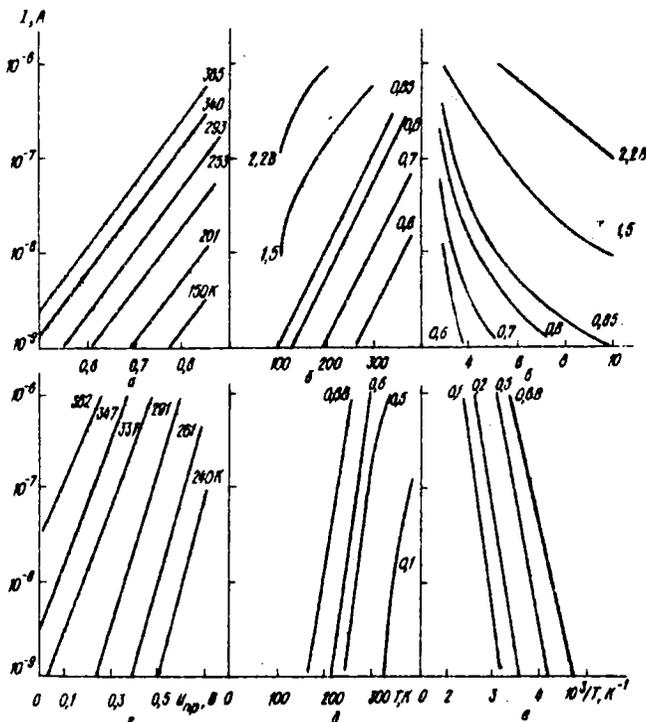


Рис.2. Температурные зависимости прямого тока через гетероструктуры $p\text{-Cu}_2\text{S} - n\text{-Zn}_{0,44}\text{Cd}_{0,56}\text{S}$ (а – в) и $p\text{-Cu}_2\text{S} - n\text{-Zn}_{0,15}\text{Cd}_{0,85}\text{S}$ (г – е):
 а, г – температурные зависимости прямых ветвей ВАХ;
 б, в, д, е – температурные зависимости прямого тока при фиксированных значениях приложенного напряжения.

цов при напряжениях, больших токового напряжения отсечки, наблюдается экспоненциальная зависимость тока уже от обратной температуры:

$\lg I_{np} = (1/T)$ (рис.2, в). Энергия активации этого процесса согласуется с энергетическим положением уровня Ферми (E_F) в базовом материале $Zn_x Cd_{1-x}S$, рассчитанном по результатам измерений емкостных характеристик, а также из значений последовательного сопротивления ПП. Приведенные свойства прямого тока удовлетворительно объясняются туннельно-рекомбинационным механизмом перехода тока через ПП.

Отметим, что численный анализ прямых ветвей ВАХ свидетельствует о том, что эффективное туннелирование носителей тока происходит, по-видимому, не во всей плоскости ПП, а в местах локального уменьшения ширины перехода. Природа таких каналов туннелирования может быть связана с неравномерным распределением легирующих примесей в ОПЗ и наличием поверхностных зарядов на границе ПП.

Ко второй группе образцов относятся ПП $pCu_2S - nZn_x Cd_{1-x}S$, экспоненциальный участок прямых ветвей которых может быть представлен в виде

$$I_{np} \sim \exp\left(\frac{eU}{\beta kT}\right), \quad (2)$$

где величина параметра β , входящего в показатель экспоненты, практически не зависит от напряжения и температуры и численно близка к 2 во всем исследованном температурном диапазоне (150–380 К). Указанную группу образцов представляют ПП, изготовленные на основе базовых пленок твердых растворов $Zn_x Cd_{1-x}S$ из области составов $0 \leq x \leq 0,15$. У рассматриваемых образцов наблюдается температурная зависимость наклона прямых ветвей ВАХ (построенных в координатах $\lg I_{np} ; U$). С повышением температуры наклон зависимостей $\lg I_{np} = f(U)$ уменьшается (см.рис.2, г), что может свидетельствовать о возрастающей роли в механизмах токопрохождения термических процессов. При напряжениях, меньших токового напряжения отсечки, температурная зависимость прямого тока (и тока насыщения I_0) удовлетворительно описывается прямой в координатах $(\lg I ; \frac{1}{T})$ (см.рис.2, е). Вычисленные значения энергии активации E_T (по линейной зависимости $\lg I_0 = f(\frac{1}{T})$) не превышали высоту барьера ϕ_B , определенную независимыми методами ($E_g Cu_2S$ представляет собой термическую ширину запрещенной зоны сульфида меди). Причем $\phi_B = eU_d + E_F Zn_x Cd_{1-x}S \leq E_g Cu_2S$. Приведенные свойства прямого тока могут свидетельствовать о преимущественной реализации у ПП $pCu_2S - nZn_x Cd_{1-x}S$ ($0 \leq x \leq 0,15$) эмиссионно-туннельно-рекомбинационного (если $E_T \Phi_B$) или эмиссионно-рекомбинационного (если $E_T = \Phi_B$)

механизмов токопрохождения. Характерно, что для $\text{III } p\text{Cu}_2\text{S}$ - $n\text{Zn}_{0,15}\text{Cd}_{0,85}\text{S}$ вычисленные величины $E_T = \Phi_B \approx E_g^I \text{Cu}_2\text{S}$. Такая ситуация может быть реализована в случае, если величина энергетического разрыва в зоне проводимости на границе раздела $\text{III } \Delta E_C = 0$.

На основе экспериментальных результатов исследования электрических свойств $\text{III } p\text{Cu}_2\text{S} - n\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ и некоторых литературных данных были построены энергетические зонные диаграммы (ЗД) указанных III . Поскольку литературных сведений об энергии электронного состояния твердых растворов $\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ не имеется, основные параметры ЗД - величины разрывов в зонах проводимости ΔE_C и валентных зонах ΔE_V на границе раздела III были определены по найденным значениям U_d , $E_{F\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}}$, $E_{F\text{Cu}_2\text{S}}$, $E_{g\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}}$. При построении ЗД использовалось значение термической ширины запрещенной зоны сульфида меди $E_g^I \text{Cu}_2\text{S} = 0,85$ эВ [10, 11]. Поскольку при прямом смещении $U > U_{отс}^I$ в исследованных III наблюдались значительные плотности тока, при которых существенным становилось падение напряжения на последовательном сопротивлении исследуемого образца, то непосредственное определение контактной разности потенциалов из ВАХ приводит к завышенным результатам. Поэтому для определения величин ΔE_C и ΔE_V были использованы значения емкостных напряжений отсечки $U_{отс}^C$.

На рис.3 представлены три характерные ЗД, реализующиеся на исследованных структурах (стрелками показаны пути прохождения тока). Первая диаграмма (см.рис.3,а) относится к структуре $p\text{Cu}_2\text{S} - n\text{CdS}$ и подробно обсуждается в [10]. ЗД, изображенная на рис.3,б, соответствует $\text{III } p\text{Cu}_2\text{S} - n\text{Zn}_{0,15}\text{Cd}_{0,85}\text{S}$. Можно видеть, что существенной особенностью таких структур является отсутствие энергетического разрыва ΔE_C . Поскольку разрыв ΔE_C обусловлен различием энергий электронного состояния p - и n -компонент III , то реализация указанной ситуации возможна, когда $\Phi_{\text{Cu}_2\text{S}} = \Phi_{\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}}$. Таким образом, можно заключить, что энергия электронного состояния твердого раствора $\text{Zn}_{0,15}\text{Cd}_{0,85}\text{S}$ составляет $\sim 4,35$ эВ. Величина энергетического разрыва в валентной зоне на границе раздела $\text{III } \Delta E_V = 1,7$ эВ.

ЗД, приведенная на рис.3,в, характеризует $\text{III } p\text{Cu}_2\text{S} - n\text{ZnS}$ и проанализирована нами в [11]. Особенностью этой зонной диаграммы является наличие в зоне проводимости на границе раздела III положительного потенциального барьера $\Delta E_C = 1,35$ эВ, препятствующего разделению неосновных носителей, генерируемых в Cu_2S .

Из сопоставления рассмотренных ЗД можно заключить, что при увеличении концентрации сульфида цинка в твердом растворе энергетические зонные диаграммы $\text{III } p\text{Cu}_2\text{S} - n\text{Zn}_x\text{Cd}_{1-x}\text{S}$ изменяются от типич-

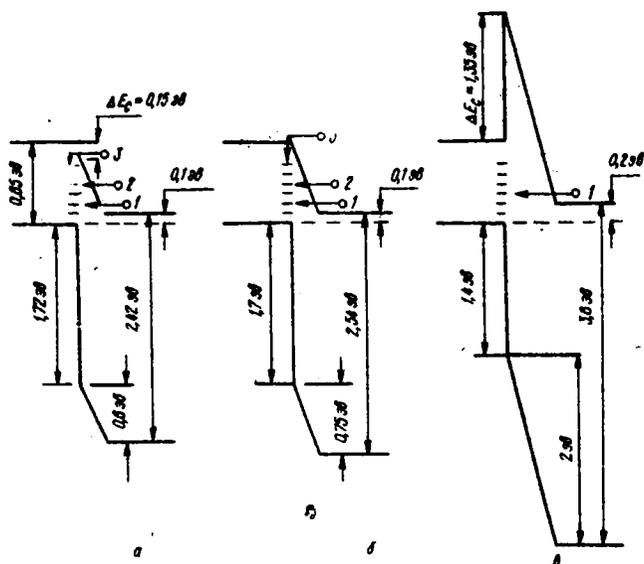


Рис.3. Равновесные энергетические зонные диаграммы
 III $pCu_2S - nZn_x Cd_{1-x}S$ ($T=300 K$):
 а - III $pCu_2S - nCdS$; б - III $pCu_2S - nZn_{0,15} Cd_{0,85}S$;
 в - III $pCu_2S - nZnS$.

ных для структуры $pCu_2S - nCdS$, к типичным для III $pCu_2S - nZnS$. Величина потенциального барьера в зоне проводимости на границе раздела III (ΔE_0) при изменении концентрации ZnS в твердом растворе не только изменяет свою величину, но и меняет знак барьера. Так, при увеличении x от 0 к 1 величина барьера ΔE_0 исследованных III $pCu_2S - nZn_x Cd_{1-x}S$ изменяется от $-0,15$ эВ [10] (для $x=0$) до $1,35$ эВ [11] (для $x=1$), обращаясь в 0 при $x \sim 0,15$. Из приведенных данных следует, что эффективное разделение неосновных носителей, рожденных светом в Cu_2S (в предположении, что характер ЭЗД при освещении не изменится), будет осуществляться только у III $pCu_2S - nZn_x Cd_{1-x}S$, изготовленных на основе базовых пленок $Zn_x Cd_{1-x}S$ из области составов $0 < x < 0,15$ (так как в указанных III потенциальный барьер ΔE_0 не препятствует разделению неосновных носителей, рожденных в Cu_2S).

Из рассмотренных ЭЗД следует, что в предельном случае (когда энергетическое положение уровня Ферми в твердом растворе $Zn_x Cd_{1-x}S$

совпадает с дном о-зоны) величина генерируемой фото-ЭДС может быть представлена в виде:

$$U_{\text{XX}} = \frac{E_g C_{\text{Cu}_2\text{S}} \pm \Delta E_c}{e} \quad (3)$$

Из (3) можно видеть, что величина фото-ЭДС с не оптимальным составом твердого раствора $Zn_x Cd_{1-x}S$ ($0 \leq x \leq 0,15$) будет уменьшена по сравнению с величиной фото-ЭДС III $Cu_2S - nZn_{0,15}Cd_{0,85}S$ на величину $\Delta U_{\text{XX}} = \Delta E_c / e$.

Таким образом, приведенные результаты позволяют сделать вывод, что оптимальными, с точки зрения прямого преобразования солнечной энергии в электрическую, являются твердые растворы $Zn_x Cd_{1-x}S$, содержащие ~15 мол.% сульфида цинка.

Следовательно, исследования зависимостей спектральных характеристик, коэффициента обзирания и коэффициента полезного действия солнечных элементов с III $Cu_2S - nZn_x Cd_{1-x}S$ ($0 \leq x \leq 1$) от состава твердых растворов подтверждают сделанный вывод.

1. Комащенко В.Н., Марченко А.И., Федорус Г.А. Тонкопленочные и керамические солнечные преобразователи на основе сульфида и селенида кадмия. - Гелиотехника, 1979, № 3, с.15-21.
2. Hewig G.H., Bloss W.H. Technology of thin film solar cells. - Thin Sol. Films, 1977, 45, N 1, p. 1-7.
3. Barnett A.M., Bragagnolo J.A., Hall R.B., et al. Achievements of 9,15 % efficiency in thin film CdS/Cu_2S solar cells. - The Conference Record of the Thirteenth IEEE Photovoltaic Spec. Conference, Washington, D.C., June 5-8, 1978. New York, 1978, p. 419-420.
4. Джаветски Д. Перспективы гелиоэнергетики (обзор). - Электроника, 1979, 52, № 15, с.25-51.
5. Rothwarf A. Theoretical prospects of the CdS/Cu_2S solar cell. Collog. int. elec. solaire, Toulouse, 1976. Toulouse, 1976, p. 273-284.
6. Burton L.C., Hensch T.L. $Zn_x Cd_{1-x}S$ films for use in heterojunction solar cells. - Appl. Phys. Lett., 1976, 29, N 9, p. 612-614.
7. Буденная И.Д., Горбик П.П., Комащенко В.Н. и др. Получение пленок твердых растворов $Zn_x Cd_{1-x}S$ и гетерофотопреобразователи на их основе. - Физика и техника полупроводников, 1979, 13, вып.2, с.290-295.
8. Rothwarf A., Barnett A. Design analysis of the thin-film $CdS-Cu_2S$ solar cell. - IEEE Trans. Electron. Dev., 1978, 24, N 4, p. 381-387.
9. Буденная И.Д., Горбик П.П., Комащенко В.Н. и др. Солнечные фотопреобразователи на основе твердых растворов $Zn_x Cd_{1-x}S$. - Гелиотехника, 1979, № 1, с.3-5.
10. Кантария Р.В., Павелец С.Ю. Энергетическая зонная диаграмма гетеропереходов $Cu_2S - nCdS$. Физика и техника полупроводников, 1978, 12, вып.6, с.1214-1217.
11. Горбик П.П., Комащенко В.Н., Федорус Г.А. Механизмы токопхождения и зонная диаграмма гетеропереходов сульфид меди - сульфид цинка. - Физика и техника полупроводников, 1980, 14, вып.7, с.1276-1280.

А.С.Трунин

Куйбышевский политехнический институт

КОНСТРУИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОАККУМУЛИРУЮЩИХ СОЛЕВЫХ СИСТЕМ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

Одно из перспективных направлений использования солнечной энергии - аккумулярование тепла Солнца с применением окритой теплоты фазовых (нонвариантных) переходов солевых систем. Солевые объекты обладают высокими удельными теплоаккумуляционными характеристиками, в несколько раз превышающими металлические [1].

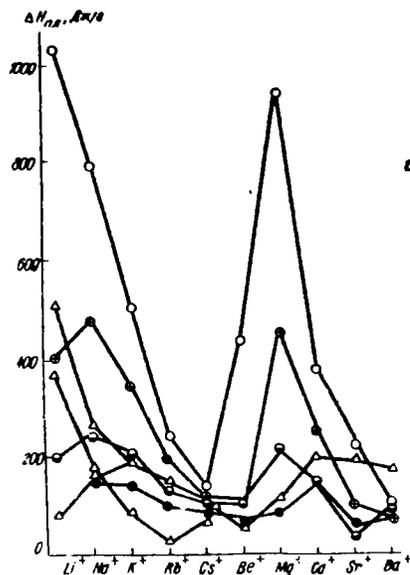


Рис.1. Удельные теплоты плавления некоторых рядов солей s-элементов (о - фториды, е - хлориды, б - бромиды, и - иодиды, д - нитраты, н - карбонаты, к - сульфаты).

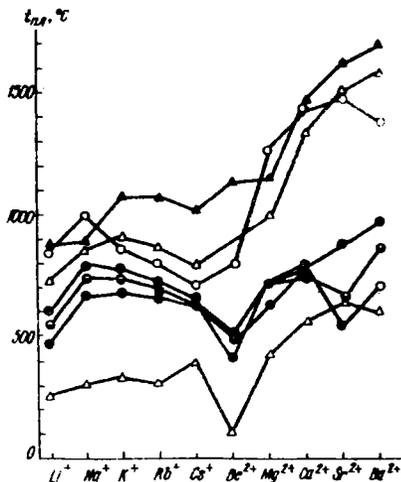


Рис.2. Температуры плавления некоторых рядов солей s-элементов (о - фториды, е - хлориды, б - бромиды, и - иодиды, д - нитраты, н - карбонаты, к - сульфаты).

Особый интерес представляет конструирование теплоаккумулярующих материалов на базе многокомпонентных солевых систем. При этом значительно расширяется число перспективных солевых высокотемпературных композиций, их температурный диапазон, а также оптимизируется выбор составов с позиций технико-экономических показателей.

Т а б л и ц а 1. Термические константы некоторых рядов солей S-элементов периодической системы Д.И.Менделеева [2, 3].

Катион	Анион									
	F ⁻	Cl ⁻	Br ⁻	I ⁻	SO ₄ ²⁻	NO ₃ ⁻	CO ₃ ²⁻	C ₂ O ₄ ²⁻	MoO ₄ ²⁻	WO ₄ ²⁻
Удельная теплота плавления ΔH _{пл} , Дж/г										
Li ⁺	1041	415,6	203,0	-	84,1	371,3	509,1	167,9	281,3	157
Na ⁺	797,4	482,3	254,8	158,2	164,9	177,3	264,6	146,1	108,9	107
K ⁺	506,7	353,4	214,6	144,8	211,7	88,2	202,0	40,7	162,7	86
Rb ⁺	248,3	197,0	141,3	104,2	144,5	31,3	-	-	139,5	78
Cs ⁺	143,0	120,6	110,9	98,3	100,6	70,9	-	94,3	74,7	63
Be ²⁺	445,3	109,9	106,5	68,4	63,4	-	-	-	-	-
Mg ²⁺	938,5	453,9	213,8	93,4	122,1	-	697,7	-	-	-
Ca ²⁺	381,0	252,8	145,5	142,4	203,1	145,5	-	-	-	-
Sr ²⁺	225,9	102,7	40,5	57,5	195,6	231,0	-	-	-	-
Ba ²⁺	100,5	76,5	108,5	67,9	175,0	203,7	-	-	-	-

	Температура плавления t _{пл} , °C									
Li ⁺	849	610	550	469	858	253	732	485	703	740
Na ⁺	996	801	742	661	884	307	858	794	688	696
K ⁺	858	771	734	681	1069	335	900	973	926	923
Rb ⁺	795	723	692	556	1070	312	873	994	955	952
Cs ⁺	703	645	638	632	1015	409	793	975	935	953
Be ²⁺	800	415	508	490	1127	110	-	1837	-	-
Mg ²⁺	1263	714	711	633	1137	426	990	-	1230	826
Ca ²⁺	1418	772	742	783	1460	560	1330	1000	1449	1580
Sr ²⁺	1477	875	657	538	1605	645	1490	1283	1457	1535
Ba ²⁺	1368	961	857	711	1680	594	1555	1444	1458	1475

Нами проведен анализ значительного числа индивидуальных веществ, данные по которым обобщены в виде гистограмм в координатах: ряды солей - удельные теплоты плавления, их температуры плавления (см.рис.1, 2, табл.1) и цены (см.табл.2).

Рассмотрены ряды галогенидов, карбонатов, сульфатов, нитратов и других солей S-элементов периодической системы Д.И.Менделеева.

На основании анализа гистограмм нами предложены несколько солевых систем, перспективных в качестве потенциально энергоемких фазо-переходных теплоаккумулирующих материалов: Li, Na, K || F, Cl, CO₃; Li, Na, K || F, Cl, SO₄; Li, Na, K || F, Cl, NO₃, S₂O₃; Li, Na, K, Ca, Mg || F, Cl, NO₃; Na, K || F, Cl, NO₃, CO₃.

Т а б л и ц а 2. Цены некоторых солей - элементов периодической системы Д.И.Менделеева* [4].

Катион	Анион				
	F^-	Cl^-	Br^-	I^-	NO_3^-
Li^+	13,5	27,0	24,0	30,0	5,6*
Na^+	1,7	0,18	1,45	9,7*	0,28
K^+	2,0*	0,15	1,35	10,2	0,33
Rb^+	715	520	470	335	355,0
Cs^+	70	47	50	49	40,0
Be^{2+}	84*	41*	56*	-	22*
Mg^{2+}	6,0	11,0	20*	49*	0,75*
Ca^{2+}	3,3	0,7	8,3*	27*	5,8
Sr^{2+}	13,0	2,0*	31*	38*	1,2
Ba^{2+}	3,3	3,7	9,0*	11*	0,63

Катион	Анион				
	SO_4^{2-}	CO_3^{2-}	CrO_4^{2-}	MnO_4^{2-}	WO_4^{2-}
Li^+	15,0	8,7	15,7*	36,0	42,0
Na^+	0,45	0,37	1,00	13,0*	11,0*
K^+	0,41	0,24	0,66	45,0	15,0*
Rb^+	480,0	548,0	490,0	-	-
Cs^+	46,0	60,0	60,0	55,0	-
Be^{2+}	21,5*	-	-	-	-
Mg^{2+}	0,19*	-	31,0*	55,0*	33,0
Ca^{2+}	5,0	0,5	13,0*	65,0	37,5
Sr^{2+}	1,3	1,9	18,0	58,0	43,5
Ba^{2+}	0,61	1,1	1,45	27,5	37,0

П р и м е ч а н и е. В таблице приведены цены (в рублях за 1 кг) реактивов квалификации "ч"; * - стоимость кристаллогидрата.

В частности, в настоящее время изучается пятикомпонентная взаимная система Li , Na , KHF , Cl , CO_2 из девяти солей, которая включает соли, отличающиеся высокой теплотой фазового перехода. Входная информация по системе Li , Na , KHF , Cl , CO_2 представлена в табл.3-6. Данные по однокомпонентным системам приняты на основании литературных источников [2, 3] и собственного эксперимента. Данные по двухкомпонентным, тройным, тройным взаимным и четверным взаимным системам приняты на основании данных [5 - 14], а также по результатам

критического анализа и собственного эксперимента по некоррелирующим результатам. До настоящего времени не исследованы четыре из шести четверных взаимные системы ограничения [6 - 12].

Т а б л и ц а 3. Термические константы индивидуальных солей системы $Li, Na, K \parallel F, Cl, CO_2$ [2, 3]

Формула соли	Энтальпия образования, ΔH°_{298} , ккал/моль	Теплота плавления		Температура плавления, $^{\circ}C$
		ккал/моль	Дж/г	
LiF	146,9	6,47	1041,2	849
$LiCl$	97,6	4,72	415,6	610
Li_2CO_3	280,5	9,0	509,1	732
NaF	136,9	8,0	797,4	996
$NaCl$	98,3	6,74	482,3	801
Na_2CO_3	269,9	6,70	264,6	858
KF	135,3	7,02	506,7	858
KCl	104,4	6,29	353,4	771
K_2CO_3	275,6	6,66	202,0	900

Т а б л и ц а 4. Принятые данные по двухкомпонентным элементам ограничения, входящим в систему $Li, Na, K \parallel F, Cl, CO_2$

Система	Характеристика неинвариантных точек системы				Литература
	Обозначение	Температура, $^{\circ}C$	Состав, % экв.	Номер компонента, находящегося в твердой фазе	
$Li \parallel F, Cl$	E	498	29,5	1,2	[9, с.108]
$Li \parallel F, CO_2$	E	600	32	1,2	[9, с.105]
$Li \parallel Cl, CO_2$	E	518	42	1,2	[9, с.104]
$Na \parallel F, CO_2$	E	680	33,5	1,2	[9, с.147-148]
$Na \parallel F, Cl$	E	690	25	1,2	[9, с.141]
$Na \parallel Cl, CO_2$	E	634	37,5	1,2	[9, с.140-141]
$K \parallel F, Cl$	E	605	45,2	1,2	[9, с.68]
$K \parallel F, CO_2$	E ₁	678	42,5	1, Д ₁	[9, с.64]
$K \parallel Cl, CO_2$	D	688	33,3	Д ₁	- " -
$K \parallel F, CO_2$	E ₂	686	32	Д ₁ , 2	- " -
$K \parallel Cl, CO_2$	E	632	44,5	1, 2	[9, с.64]
$Li, Na \parallel F$	E	652	60	1, 2	[9, с.128]

Окончание табл. 4

Система	Характеристика невариантных точек системы				Литература
	Обозначение	Температура, °С	Состав, % экв.	Номер компонента, находящегося в твердой фазе	
<i>Li, Na Cl</i>	P	575	63	ТР с 22 и 42% I	[8, с.119]
<i>Li, Na Cl</i>	M	555	75	ТР на основе I	"
<i>Li, Na CO₃</i>	E ₁	496	55	I, D ₂	[8, с.116]
<i>Li, Na CO₃</i>	D, E ₂	501	50	D ₂ ; D ₂ , 2	"
<i>Li, K F</i>	E	492	50	I, 2	[8, с.58-59]
<i>Li, K Cl</i>	E	354	58	I, 2	[8, с.23-24]
<i>Li, K CO₃</i>	E ₁	498	42,7	I, D ₃	[8, с.20-21]
<i>Li, K CO₃</i>	D	505	50	D ₃	"
<i>Li, K CO₃</i>	E ₂	488	62	D ₃ , I	"
<i>Na, K F</i>	E	721	40,6	ОТР на основе I и 2	[8, с.60]
<i>Na, K Cl</i>	E	658	50	НРТР	[8, с.27-28]
<i>Na, K CO₃</i>	M	710	56,5	НРТР	[8, с.21-22]

Примечание. В таблице приняты следующие обозначения: а - невариантных точек: Е - эвтектика, Д - дистектика, М - минимум твердых растворов; б - фаз: Д₁ - $K_2CO_3 F$, Д₂ - $LiNaCO_3$, Д₃ - $LiKCO_3$; ТР - твердый раствор, ОТР - ограниченный твердый раствор, НРТР - непрерывный ряд твердых растворов. Состав точек невариантного равновесия дан в процентах первого компонента.

В табл.7 представлены данные ДТА точек полной конверсии, которые позволяют выявить основные реакции, протекающие в тройных взаимных системах ограничения. На рис.3 дан полиэдр составов, индексы вершин [15], фигура конверсии и комплексный двухмерный чертеж ограничивающих подсистем исследуемого объекта.

Фигура конверсии пятикомпонентной взаимной системы *Li ; Na , K || F , Cl , CO₃* выведена на основании предложенного нами метода [16].

В табл.8 приведены стабильные пентатопы системы, выявленные по результатам триангуляции полиэдра составов с использованием метода индексов вершин. До настоящего времени пятикомпонентные элементы системы не исследованы.

Разработанная нами комплексная методология исследования гетерогенных равновесий в многокомпонентных солевых системах позволила су-

Т а б л и ц а 5. Принятые данные по трехкомпонентным элементам ограничения системы $Li, Na, K \parallel F, Cs, CO_2$

Система	Характеристика неварриантных точек системы					Твердые фазы	Литература
	Обозначение	Температура, $^{\circ}C$	Состав, % экв.				
			1	2	3		
$Li, Na, K \parallel F$	E	454	46,5	11,5	42	1, 2, 3	[6, с.77]
$Li, Na, K \parallel Cs$	E	350	53,5	8,5	38	1, 2, 3 (ОТР)	[10, с.217]
$Li, Na, K \parallel CO_2$	E	390	27	28	45	1, ОТР 2, D_3	[6, с.102]
$Li, Na, K \parallel CO_3$	P ₁	394	39	27,9	33,1	ОТР 2, ОТР 3, D_3	"
$Li, Na, K \parallel CO_3$	P ₂	468	49,5	44,5	6	1, ОТР 2, D_2	"
$Li \parallel F, Cs, CO_3$	E	445	18	66	16	1, 2, 3	[10, с.9]
$Na \parallel F, Cs, CO_3$	E	575	15	31	54	1, 2, 3	[6, с.125]
$K \parallel F, Cs, CO_3$	E	528	28	35	37	1, 2, D_1	[6, с.114]
$K \parallel F, Cs, CO_3$	P	532	26,5	33,5	40	2, 3, D_1	-

Примечание. В таблице приняты следующие обозначения: а - неварриантных точек;

Е - эвтектика, Р - переходная; б - фаз: $D_1 - K_2CO_3, F$, $D_2 - Li_2MgCO_3$, $D_3 - Li_2KCO_3$;

ОТР - ограниченный твердый раствор на основе компонента.

В таблице приняты следующие обозначения компонентов: 1 - компонент K_1A (KA_1) системы $K_1, K_2, K_3 \parallel A$ ($K \parallel A_1, A_2, A_3$); 2 - K_2A (KA_2); 3 - K_3A (KA_3).

Т а б л и ц а 6. Принятые данные по тройным взаимным элементам отграничения системы $Li, Na, K \parallel F, Cl, CO_2$

Система	Характеристика неинвариантных точек системы ²							Литература
	Обозначение	Температура, °C	Состав, % экв.				Твердые фазы	
			1	2	3	4		
$Li, Na \parallel F, Cl$	E ₁	464	19	63,5	-	17,5	1, ОТР, 2	[11, с.301]
$Li, Na \parallel F, Cl$	P ₁	494	21	57	-	22	1, ОТР, 4	"
$Li, Na \parallel F, Cl$	E ₂	582	40	-	36	24	1, 3, 4	"
$Li, Na \parallel F, CO_2$	E	407	21	30	-	49	1, 4, Д ₂	[6, с.433-434]
$Li, Na \parallel F, CO_2$	P ₁	476	33,5	6,5	-	60	1, 3, 4	[6, с.434]
$Li, Na \parallel F, CO_2$	P ₂	440	18	41	-	40,5	1, 2, Д ₂	"
$Li, Na \parallel Cl, CO_2$	E ₁	495	55	31,5	13	-	1, 2, 5	[11, с.296]
$Li, Na \parallel Cl, CO_2$	E ₂	465	-	45	5	50	3, 4, Д ₂	[11, с.299]
$Li, Na \parallel Cl, CO_2$	E ₃	485	-	51,5	5	43,5	2, 3, Д ₂	"
	P	502	52	30	18	-	2, 3, 5	"
$Li, K \parallel F, Cl$	E ₁	468	46	-	47,5	6,5	1, 3, 4	[11, с.175]
	E ₂	346	2,5	56	-	40,5	1, 2, 4	"
$Li, K \parallel F, CO_2$	E ₁	442	13	50	-	37	1, 2, Д ₃	[6, с.289]

<i>Li, K F, CO₂</i>	E ₂	435	40	-	56	1, 4, Д ₃	[6, с.289]
<i>Li, K F, CO₂</i>	E ₃	444	-	28	36	1, 3, Д ₁	"
<i>Li, K F, CO₂</i>	E ₄	442	42	11	47	1, 4, Д ₁	"
<i>Na, K F, CO₂</i>	E ₁	562	19	31	50	1, ОТР 2, ОТР 4	[6, с.341]
<i>Na, K F, CO₂</i>	E ₂	558	31,5	4	64,5	1, 4, Д ₁	"
<i>Na, K F, CO₂</i>	P	584	27,5	19	53,5	1, 3, Д ₁	"
<i>Li, K Cl, CO₂</i>	E ₁	455	-	-	-	3, 4, Д ₃	[11, с.171]
<i>Li, K Cl, CO₂</i>	E ₂	470	-	-	-	2, 3, Д ₃	"
<i>Li, K Cl, CO₂</i>	E ₃	348	-	-	-	1, 2, 3	"
<i>Na, K F, Cl</i>	E ₁	570	14	-	39,5	1, 3, 4	[6, с.347]
<i>Na, K F, Cl</i>	E ₂	606	17	60,5	-	1, 2, 4	"
<i>Na, K Cl, CO₂</i>	E	559	26	47	27	1, 2, ТР 2,4	[6, с.337]
<i>Na, K Cl, CO₂</i>	M	549	-	47,5	26	3, ТР 2, 4	"

Примечание. В таблице приняты следующие обозначения: а - невыарданных точек:
 E - эвтектика, P - переходная, M - минимум; б - фаз: Д₁ - K₂CO₃F, Д₂ - LiNaCO₃,
 Д₃ - LiKCO₃; ОТР - ограниченный твердый раствор, ТР - твердый раствор.

* 1 - компонент K₁A₁ системы K₁, K₂ || A₁, A₂: 2 - K₁A₂: 3 - K₂A₁: 4 - K₂A

Т а б л и ц а 7. Данные ДТА по точкам полной конверсии тройных взаимных элементов ограничения системы $Li, Na, K \parallel F, Cl, CO_3$

Система	Точка конверсии	Данные ДТА по точкам полной конверсии (ТПК)		Реакции, выведенные в системах на основании ТПК
		Температура кристаллизации, °С	Фазы	
$Li, Na \parallel F, Cl$	K_1	704, 690	1 + 4	$LiCl + NaF \rightleftharpoons LiF + NaCl$
$Li, Na \parallel Cl, CO_3$	K_2	684, 605	2 + 3	$LiCl + \frac{1}{2} Na_2CO_3 \rightleftharpoons \frac{1}{2} Li_2CO_3 + NaCl$
$Li, Na \parallel F, CO_3$	K_3	550, 530, 468	1+3+4	$\frac{1}{2} Li_2CO_3 + NaF \rightleftharpoons \frac{1}{2} Na_2CO_3 + LiF$
$Na, K \parallel F, Cl$	K_4	770, 660	1 + 4	$NaCl + KF \rightleftharpoons KCl + NaF$
$Na, K \parallel Cl, CO_3$	K_5	630, 585	2 + 3	$NaCl + \frac{1}{2} K_2CO_3 \rightleftharpoons \frac{1}{2} Na_2CO_3 + KCl$
$Na, K \parallel F, CO_3$	K_6	684, 578	1 + 4	$KF + \frac{1}{2} Na_2CO_3 \rightleftharpoons NaF + \frac{1}{2} K_2CO_3$
$Li, K \parallel F, Cl$	K_7	780, 720	1 + 4	$KF + LiCl \rightleftharpoons LiF + KCl$
$Li, K \parallel Cl, CO_3$	K_8	690, 634	2 + 3	$LiCl + \frac{1}{2} K_2CO_3 \rightleftharpoons \frac{1}{2} Li_2CO_3 + KCl$
$Li, K \parallel F, CO_3$	K_9	530, 476	1 + 4	$KF + \frac{1}{2} Li_2CO_3 \rightleftharpoons LiF + \frac{1}{2} K_2CO_3$

П р и м е ч а н и е . В таблице приняты следующие обозначения фаз: 1 - компонент K_1A_1 системы $K_1, K_2 \parallel A_1, A_2$; 2 - K_1A_2 ; 3 - K_2A_1 ; 4 - K_2A_2 .

Т а б л и ц а 8. Стабильные пентатопы системы $Li, Na, K \parallel F, Cl, CO_3$

Стабильные пентатопы				
LiF	- NaF	- KF	- KCl	- K_2CO_3
LiF	- LiCl	- Li_2CO_3	- NaCl	- KCl
LiF	- Li_2CO_3	- NaF	- KCl	- K_2CO_3
LiF	- Li_2CO_3	- NaF	- KCl	NaCl
Li_2CO_3	- NaF	- Na_2CO_3	- KCl	- K_2CO_3
Li_2CO_3	- NaF	- NaCl	- Na_2CO_3	KCl

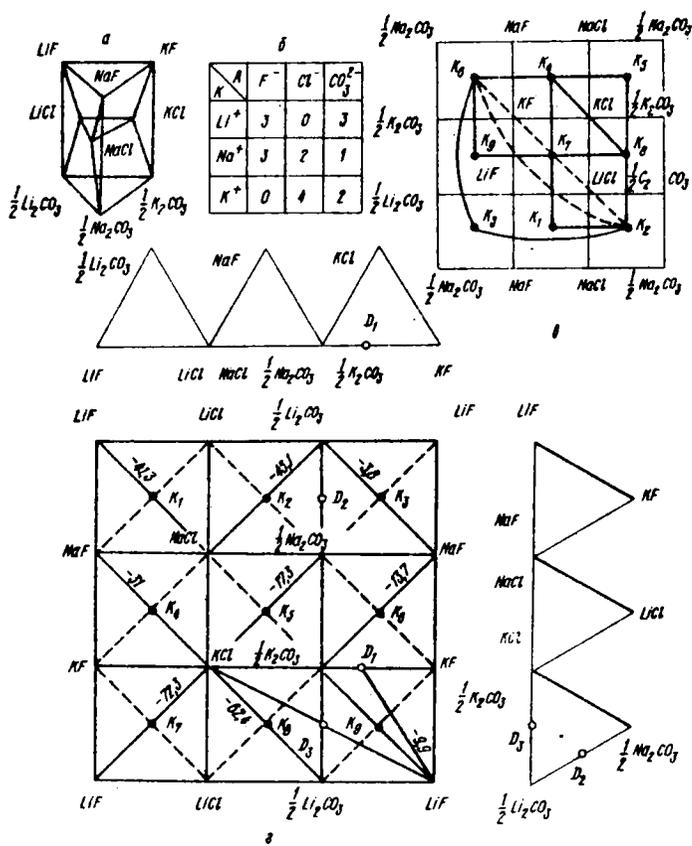


Рис.3. Призма составов (а), индексы вершин (б), фигура конверсии (в) и двумерная компактная развертка (г) элементов ограничения пятикомпонентной взаимной системы Li , Na , K и F , Cl , CO_3 , (D_1) - K_3CO_3F , D_2 - $LiNaCO_3$, D_3 - $LiKCO_3$) ; $K_1 - K_9$ - точки полной конверсии тройных взаимных систем; шифры на диагонали - условный теплового эффект реакции обмена, кДж/г-экв.

целью ускорить выявление составов неинвариантных равновесных состояний [17].

В результате исследований получены экономичные фазопереходные материалы с высокими удельными теплоаккумулирующими характеристиками от 400 до 600 кДж/кг и температурами фазовых переходов от 400 до 750°C.

1. Гуля Н.В. Накопители энергии. - М.: Энергия, 1980. - 150 с.
2. Термические константы веществ. Вып. 9 (*Be, Mg, Ca, Sr, Ba* , *Fr*); Справочник / Под ред. акад. В.П.Глушко и др. - М.: ВИНТИ, 1979. - 574 с.
3. Термические константы веществ. Вып. 10 (*Li, Na, K, Rb, Cs, Fr*); Справочник / Под ред. акад. В.П.Глушко и др. - М.: ВИНТИ, 1980. - 612 с.
4. Каталог химических реактивов и высокочистых химических веществ. - М.: Химия, 1970. - 648 с.
5. Справочник по плавкости систем из безводных неорганических солей / Под ред. Н.К.Воскресенской. - М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1961, Т.1, Двойные системы. - 845 с.
6. Справочник по плавкости систем из безводных неорганических солей / Под ред. Н.К.Воскресенской. - М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1961, Т.2. Системы тройные и более сложные. - 585 с.
7. Диаграммы плавкости солевых систем: Справочник / Под ред. В.И.Посыпайко, Е.А.Алексеевой. - М.: Металлургия, 1977, ч.1 - 416 с.
8. Диаграммы плавкости солевых систем: Справочник / Под ред. В.И.Посыпайко, Е.А.Алексеевой. - М.: Металлургия, 1977, ч.2. - 303 с.
9. Диаграммы плавкости солевых систем: Справочник / Под ред. В.И.Посыпайко, Е.А.Алексеевой, Н.А.Васина. - М.: Металлургия, 1979, ч.3. Двойные системы с общим катионом. - 208 с.
10. Диаграммы плавкости солевых систем: Справочник / Под ред. В.И.Посыпайко, Е.А.Алексеевой. - М.: Химия, 1977. - 324 с.
11. Диаграммы плавкости солевых систем: Тройные взаимные системы: Справочник / Под ред. В.И.Посыпайко, Е.А.Алексеевой. - М.: Химия, 1977. - 392 с.
12. Диаграммы плавкости солевых систем: Многокомпонентные системы: Справочник / Под ред. В.И.Посыпайко, Е.А.Алексеевой. - М.: Химия, 1977. - 216 с.
13. Коршунов Б.Г., Сафонов В.В., Дробот Д.В. Диаграммы плавкости хлоридных систем: Справочник. - Л.: Химия, 1972. - 384 с.
14. Коршунов Б.Г., Сафонов В.В., Дробот Д.В. Фазовые равновесия в галогенидных системах: Справочник. - М.: Металлургия, 1979. - 181 с.
15. Домбровская Н.С., Алексеева Е.А. Методы разбиения диаграмм состава многокомпонентных систем по индексам вершин для призм I рода. - Журн. неорган. химии, 1960, 5, № 11, с.2612-2620.
16. Трунин А.С. Метод определения ступеней стабильных диагоналей и вывода фигур конверсии секущих элементов пентерных взаимных систем из девяти солей. - Журн. неорган. химии, 1980, 25, № 6, с.1649-1654.
17. Трунин А.С. О методологии экспериментального исследования многокомпонентных солевых систем. - В кн.: Многофазные физико-химические системы. Новосибирск, СО АН СССР, 1980, вып.443, с.35-73.

УДК 662.957.002:536.421.4

В.Б.Туровский, Г.Е.Штер, А.С.Трунин, И.Н.Савушкина
Куйбышевский политехнический институт

ЭНЕРГОЕМКИЕ СОЛЕВЫЕ КОМПОЗИЦИИ НА ОСНОВЕ СИСТЕМЫ ИЗ ФТОРИДОВ И ХЛОРИДОВ ЛИТИЯ И МАГНИЯ ДЛЯ АККУМУЛИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

В настоящее время возникла необходимость создания и освоения экологически чистых источников энергии, исключающих использование природного горючего топлива. Наиболее интересны в этом отношении - ядерная и солнечная энергии, для эффективного использования которых необходимо устройство, позволяющее накопить энергию, сохранить ее с возможно

меньшими потерями, а затем при необходимости выдать с требуемой интенсивностью. Такие устройства называются накопителями или аккумуляторами энергии [1].

Особое место среди аккумуляторов солнечной энергии занимают тепловые аккумуляторы плавления, работа которых основана на использовании скрытой теплоты фазового перехода из твердого состояния в жидкое. Одной из основных сложностей при создании тепловых аккумуляторов плавления является подбор рабочих веществ (фазопереходных материалов - ФПМ) с комплексом заданных свойств. На основании анализа работы реальных ФПМ составлен перечень наиболее важных характеристик для подбора рабочих веществ тепловых аккумуляторов плавления: подходящий рабочий диапазон температур плавления, высокая удельная теплота плавления, высокая термическая устойчивость, малое изменение объема при агрегатном переходе, низкая коррозионная активность [2]. К перечисленным выше требованиям можно добавить следующие: одинаковый состав твердой и жидкой фаз, отсутствие переохлаждения при кристаллизации, высокая скорость кристаллизации, высокая теплопроводность, низкая вязкость динамической вязкости, малый молекулярный вес. Требования по экономичности тепловых аккумуляторов плавления предусматривают также доступность и невысокую стоимость компонентов. Идентичность состава твердой и жидкой фаз позволит использовать в качестве ФПМ только индивидуальные вещества и эвтектические смеси многокомпонентных систем. При использовании индивидуальных солей в большинстве случаев невозможно соблюдать одновременно все указанные требования. Поэтому очевидной стала необходимость применения в качестве ФПМ эвтектических смесей, которые как и индивидуальные вещества имеют постоянные температуры и теплоты фазовых переходов при высокой удельной теплоте плавления [3]. Подбор эвтектических ФПМ с заданной температурой равновесного перехода "жидкость - твердое" невозможен без исследования диаграмм состояния двух-, трех- и многокомпонентных систем. Основной их изучения является физико-химический анализ гетерогенных равновесий, базирющийся на исследовании изменения физических свойств системы в зависимости от состава [4].

Представим основные критерии подбора ФПМ в виде табл.1.

В ряде случаев для аккумулялирования солнечной энергии требуются тепловые аккумуляторы плавления с рабочей температурой 450 - 600°C. Цель настоящей работы - выявление энергоемких ФПМ с указанной температурой плавления.

Ограничение по температуре фазового перехода выделяет из многообразия материалов для высокотемпературных аккумуляторов солнечной энергии класс неорганических соединений. Другое важное ограничение

Т а б л и ц а 1. Требования к ФМ высокотемпературных аккумуляторов плавления

Показатель	Обозначение	Размерность	Требования к величине показателя
Удельная теплота плавления	ΔH_f	кДж/моль	Максимальная
Температура фазового перехода жидкость \leftrightarrow твердое тело	T_f	$^{\circ}\text{C}$	а) величина задается в зависимости от условий работы аккумулятора; б) постоянство при многократном повторении цикла плавления - кристаллизация в) отсутствие переохлаждения
Состав фазопереходного материала	C_i	% экв. мас. %	а) идентичный состав жидкой и твердой фазы б) стабильность во всем рабочем диапазоне температур в) постоянство при многократном повторении цикла плавления - кристаллизация г) доступность компонентов ФМ
Стоимость компонентов ФМ	\checkmark	руб./кг	Минимальная
Коррозионная активность			"
Скорость кристаллизации и плавления	λ	кг/м ³ .с	Максимальная
Теплопроводность		Вт/м.град	"
Молекулярная масса компонентов	M	у.е.	Минимальная
Изменение объема при фазовом переходе	ΔV	м ³	"
Динамическая вязкость	μ	н.с/м ²	"
Удельная теплоемкость	C_p	кДж/кг.град	Максимальная

высокая удельная теплота плавления - выделяет в свою очередь из класса неорганических соединений соли с максимально выраженной ионной связью и с низкими величинами молекулярных весов.

Для нахождения составов эвтектических высокотемпературных ФМ для тепловых аккумуляторов плавления нами были систематизированы данные по теплотам и температурам плавления галогенидов щелочных и щелочно-земельных металлов по данным [5, 6]. Из рассмотрения были исключены остальные соединения щелочных и щелочно-земельных металлов, а также индивидуальные металлы вследствие малых значений удельных теплот плавления. Эвтектические ФМ на основе гидроксида и гидрида лития из-за высокой стоимости и коррозионной агрессивности в отношении стали не перспективны [3].

Анализ данных показывает, что ряд перспективных ФМ для высокотемпературных аккумуляторов солнечной энергии можно получить на осно-

ве точек невариантного равновесия пятирной взаимной системы из восьми солей $Li, Na, K, Mg \parallel F, Cl$.

В основу поиска энергоемких ФИМ для аккумуляирования солнечной энергии с комплексом заданных свойств нами положен выбор стабильных элементов фазового комплекса многокомпонентной системы, включающих эвтектические составы в необходимом интервале температур с максимальной энергоемкостью, и их дальнейшее исследование методами физико-химического анализа с целью определения фазопереходных характеристик.

Термодинамико-топологический анализ диаграммы составов пятирной взаимной системы $Li, Na, K, Mg \parallel F, Cl$ с учетом комплексообразования, стандартных теплот образования, удельных теплот плавления и температур плавления индивидуальных соединений, температур плавления точек невариантного равновесия элементов ограничения системы позволили выделить для исследования в первую очередь тройную взаимную систему из фторидов и хлоридов магния и лития.

Тройная взаимная система $Li, Mg \parallel F, Cl$ характеризуется протеканием реакции взаимного обмена в расплаве:



Тепловой эффект реакции указывает на сдвиг равновесия в сторону пары солей $LiCl$ и MgF_2 , определяющих стабильную диагональ системы. Диагональ системы триангулирует диаграмму составов тройной взаимной системы на два стабильных комплекса: $LiCl - LiF - MgF_2$ и $LiCl - MgF_2 - MgCl_2$, каждому из которых отвечает тройная точка невариантного равновесия. Диагональ $LiCl - MgF_2$ соответствует квазибинарная эвтектика.

Так как хлорид магния подвергается в большой степени высокотемпературному гидролизу, составы с его участием нестабильны в выбранном интервале температур. Поэтому для применения в качестве ФИМ, с учетом критериев их подбора и использования, интерес представляет только квазибинарная эвтектика $LiCl - MgF_2$ и эвтектический состав стабильного треугольника $LiCl - LiF - MgF_2$.

Изучение тройной системы $LiCl - LiF - MgF_2$ проводилось проекционно-термографическим методом [7] с использованием дифференциального термического анализа.

Термический анализ проводился нами на установке с регистратором ЭПР ОЭМЗ и усилителем Ф 116/1. Применялись термпары платина - платинородиевые. Квалификация исходных обезвоженных солей - "х.ч."

Ограничивающими элементами тройной системы $LiCl - LiF - MgF_2$ являются две бинарные системы $Li \parallel F, Cl$; $Mg, Li \parallel F$ и стабильная

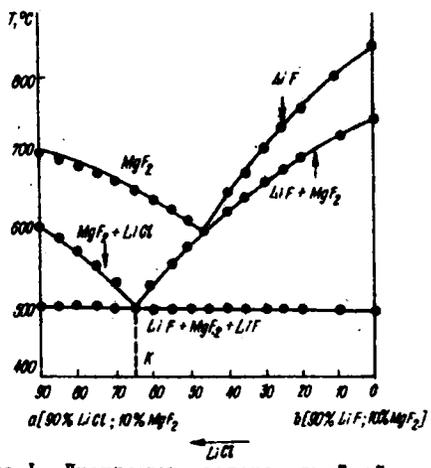
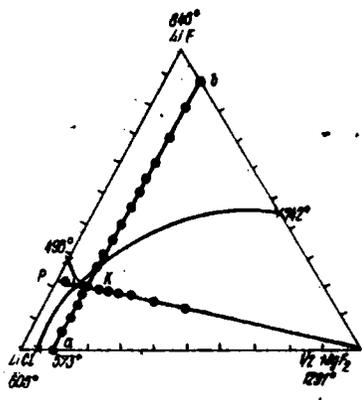


Рис.1. Диаграмма составов тройной стабильной системы $LiCl - LiF - MgF_2$.

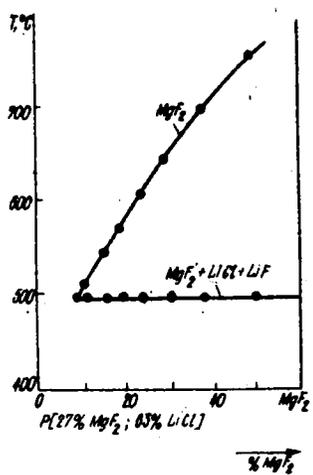


Рис.2. Диаграмма плавления политермического разреза: а - (90% $LiCl$ + 10% MgF_2); б - (90% LiF + 10% MgF_2).

Рис.3. Диаграмма плавления "эвтектического" разреза тройной стабильной системы $LiCl - LiF - MgF_2$.

диагональ $LiCl - MgF_2$. Первые две бинарные системы относятся к простому эвтектическому типу [В]. По квазибинарной системе $LiCl - MgF_2$ данные отсутствуют. Изучение квазибинарной системы $LiCl - MgF_2$ показало, что она также относится к эвтектическому типу, данные по перекрестной точке приведены в табл.2.

Для нахождения тройного эвтектического состава системы $LiCl - LiF - MgF_2$ нами изучен ДТА политермический разрез "а - б" (рис.1). Анализ экспериментальных данных, представленных на рис.2, позволил определить точку К, указывающую направление на тройную точку не-

вариантного равновесия из полуса кристаллизации фторида магния. Исследование "эвтектического" разреза $MgF_2 - P$ дало состав тройной эвтектической точки (см.рис.3). Нонвариантность выделенного состава подтверждена наличием единственного термоэффекта на термограмме охлаждения смеси.

Теплота плавления квазибинарной и тройной эвтектик определялась методом количественного ДТА по методике [9]. Точность определения теплоты плавления составляет $\pm 8\%$.

Удельные теплоты плавления, составы и температуры плавления точек нонвариантного равновесия приведены в табл.2.

Т а б л и ц а 2. Характеристики эвтектических точек квазибинарной системы $LiCl - MgF_2$ и тройной системы $LiCl - LiF - MgF_2$

Система	Компонент	Содержание компонента, %	Температура плавления, °С	Удельная теплота плавления, Дж/г
$LiCl - MgF_2$	$LiCl$	94,5	573	131,6
	MgF_2	5,5		
$LiCl - LiF - MgF_2$	$LiCl$	69,5	484	157,2
	LiF	26,5		
	MgF_2	4,0		

Состав, температура и теплота плавления указанных эвтектических смесей остаются практически постоянными при многократном повторении цикла "плавление - кристаллизация".

В целом по своим свойствам выделенные эвтектические составы соответствуют основным критериям подбора ФНМ и могут использоваться для высокотемпературного аккумулирования солнечной энергии.

1. Гуля Н.В. Накопители энергии. - М.: Наука, 1980. - 151 с.
2. AIAA 8 th Aerospace Sciences Meeting (London, 19-21 January 1970). - AIAA Paper, 1970, N 70-12. - 16 в.
3. Balkan Saban. Wärmespeicherantriebe für einen schadstoffrein Fahrzeugbetrieb - VDI-Z, 1975, 117, N 9, S. 422.
4. Курнаков Н.С. Введение в физико-химический анализ. - М.: Изд-во АН СССР, 1940. - 564 с.
5. Киреев В.А. Методы практических расчетов в термодинамике химических реакций. - М.: Химия, 1970. - 519 с.
6. Термодинамические свойства неорганических веществ / Под ред. А.П.Зейфрова. - М.: Атомиздат, 1965. - 460 с.
7. Косминин А.С. Проекционно-термографический метод исследования гетерогенных равновесий в конденсированных системах: Автореф. дис. ... канд. хим. наук. - М.: 1977. - 16 с.
8. Справочник по плавкости солевых систем / Под ред. Н.К.Воскресенской. - В 2-х т. М.: Изд-во АН СССР. Т.1, 1961. - 846 с.
9. Уэндландт У. Термические методы анализа. - М.: Мир, 1978. - 562 с.

Д.М.Власенко, Е.З.Грибникова, Л.А.Матвеева, Г.Н.Семенова,
Д.А.Тхорик, Л.С.Хазан

Институт полупроводников АН УССР, Киев

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ СТИМУЛИРОВАНИЯ РЕЛАКСАЦИИ ВНУТРЕННИХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ГЕТЕРОСИСТЕМАХ

Наличие внутренних механических напряжений в гетероэпитаксиальных системах (ГС) является их характерной особенностью [1]. Эти напряжения, возникающие в процессе осаждения пленок из-за различия коэффициентов термического расширения, периодов решетки пленки и подложки, а также из-за дефектов структуры в гетероэпитаксиальной пленке, приводят к изгибу бикристалла [2]. Изгиб системы отрицательно влияет на выход годных приборов. Кроме того, реальные ГС оказываются не в релаксированном состоянии, а в неравновесном с замороженной релаксацией. В процессе работы полупроводниковых приборов на основе ГС может происходить дальнейшая релаксация внутренних механических напряжений [3], что пагубно влияет на характеристики приборов, их надежность и долговечность. Например, именно с этим связана известная деградация гетеролазеров, светодиодов и других оптоэлектронных приборов. Поэтому проблема уменьшения внутренних механических напряжений, стимулирования их релаксации и уменьшения изгиба ГС является весьма актуальной и представляет интерес для разработки технологии изготовления много-слойных систем.

Облучение электронами и γ -квантами гетеросистем *Ge-GaAs* и *ZnS-GaAs* приводит к уменьшению изгиба системы, уровня внутренних напряжений и структурных дефектов в них [4, 5]. Это объяснялось тем, что облучение за счет энергии безызлучательной рекомбинации активировало движение имеющихся в ГС точечных дефектов к дислокациям, образующимся при релаксации напряжений несоответствия, а также при достаточных энергиях генерировало новые точечные дефекты. Движение точечных дефектов к дислокациям стимулировало переползание последних, приводя к выводу неэффективных для устранения несоответствия решеток наклонных к границе раздела (ГР) участков дислокационных линий за пределы ГС или к их аннигиляции. Участки дислокаций, параллельные границе раздела, движутся к ней, так как наличие дислокаций в границе раздела соответствует минимуму энергии системы. Равновесным состоянием ГС с пленкой докритической толщины ($\sim 0,1$ мкм для системы *Ge-GaAs*) является когеррентное состояние, а равновесным состоянием ГС с пленкой сверхкритической толщины является состояние с дислокациями несоответствия (Дн), расположенными в границе раздела пленка - подлож-

ка [6]. В обоих состояниях гетеросистема изогнута. Облучение может также непосредственно воздействовать на дислокации, сообщая им энергию, достаточную для срыва с части стопоров. Таким образом, облучение активирует релаксацию внутренних напряжений в ГС и приводит их дислокационную структуру в состояние, приближающееся к равновесному. Результаты подтверждены рентгеновской топографией ГС.

В настоящей работе предпринята попытка использовать лазерное излучение для стимулирования релаксации внутренних механических напряжений в ГС.

Эпитаксиальные слои германия осаждались на подложки из монокристаллического арсенида галлия при температуре 500°C испарением из молекулярного пучка в вакууме. Подложки, ориентированные по плоскостям (100), (110) или (111), механически полировались с обеих сторон и затем химически травились для удаления нарушенного слоя. Толщина подложек после окончательной обработки обычно составляла 250-300 мкм. Толщина пленок - 5 - 25 мкм. Для исследований отбирались только плоскопараллельные подложки. Проводились также контрольные измерения плоскопараллельности подложек после температурного отжига. Затем исследовалось изменение кривизны ГС (полученных в едином технологическом цикле) по мере послыдного травления со стороны пленки германия на контрольных необлученных образцах и облученными импульсами рубинового лазера. Облучение проводилось различными дозами и энергиями квантов лазера в режиме "модуляции добротности" с длительностью импульса 25 нс и в режиме "свободной генерации". Освещаемая площадь обычно превышала размер образца, который представлял собой пластинку с размерами 5x12 мм².

Кривизна системы определялась по измерению прогиба сэндвича из пленки и подложки на профилометре - профилографе. Метод допускает автоматическую регистрацию стрелы прогиба и обладает высоким разрешением (увеличение по вертикали $10^3 - 2 \cdot 10^5$, по горизонтали $2 - 4 \cdot 10^3$). Профиль системы пленка - подложка при небольших изгибах представляет дугу окружности радиуса R (см. рис.1). Измерив стрелу прогиба l и хорду m , соединяющую концы дуги, можно рассчитать радиус кривизны изогнутой системы по формуле

$$R = \frac{m^2}{8l} + \frac{l}{2}.$$

На рис.2 приведено распределение кривизны κ системы по толщине d по мере послыдного травления пленки (кривая 1 характеризует изменение кривизны в контрольном необлученном образце; кривая 2 - в образце, облученном в течение времени t_1 ; кривая 3 - после времени облучения системы $t_2 > t_1$). Начало координат соответствует границе раздела пленка - подложка.



Рис.1. Профиль системы пленка Ge - подложка GaAs, d - толщина пленки.

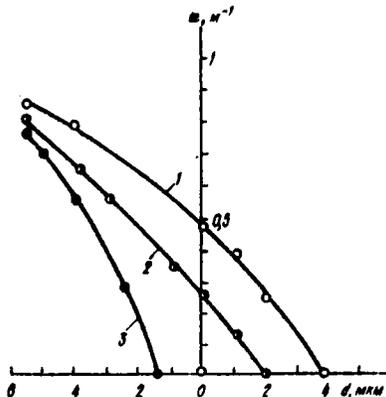
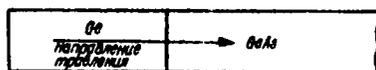


Рис.2. Поведение кривизны гетеросистемы Ge-GaAs при травлении со стороны пленки.

Видно, что после полного удаления пленки подложка остается изогнутой (пластический изгиб) и распрямляется лишь после снятия слоя подложки толщиной 4 мкм, прилегающего к ГР. В этом слое сосредоточены дислокации подложки, не успевшие подойти к границе раздела и стать ДН. Видно, что после лазерного облучения (кривая 2) толщина пластически деформированного слоя уменьшается до 2 мкм, что свидетельствует о движении дислокаций к ГР, активированному лазерным облучением. При большом времени облучения можно добиться выпрямления системы при неполном удалении пленки (кривая 3), что может оказаться полезным в технологии полупроводниковых приборов.

Таким образом, показано, что лазерное облучение может активировать движение структурных дефектов (дислокаций) в ГС. Относительно механизмов действия лазерного излучения на генерацию и движение дефектов в полупроводниках в настоящее время существует альтернативные возможности объяснения (тепловой удар, термический нагрев, ударная волна, ионизационный механизм, механизмы излучательной и безизлучательной рекомбинации, активация диффузии собственных точечных дефектов и др.) [7,8]. Для выяснения конкретно реализуемого механизма необходимы дополнительные исследования.

1. Гофман Р.У. Физика тонких пленок. Т.3. - М.: Мир. - 225 с.
2. Khazan L.S., Natveeva L.A., Semyonova G.N. а.о Account of dislocation structure at stress measurements in heteroepitaxial systems. - Phys. Stat. Sol. (a), 1979, 54, N 2, p. 441-456.
3. Тюрлик Ю.А. Генезис деформаций и деформационные эффекты в гетероэпитаксиальных пленках. - В кн.: Полупроводниковая техника и микроэлектроника. Киев: Наук. думка, 1979, вып.30, с.3-24.
4. Матвеева Л.А., Семенова Г.Н., Тюрлик Ю.А. и др. Влияние

электронного облучения на релаксации внутренних механических напряжений в полупроводниковых гетероструктурах. - В кн.: Второе совещание по использованию радиационных методов в технологии производства полупроводниковых материалов и приборов. Обнинск, 1979, с.63.

5. Матвеева Л.А., Семенова Г.И., Тхорик Ю.А. и др. Влияние электронного и γ -облучения на локализацию пластической деформации в полупроводниковых гетеросистемах. - В кн.: Всесоюзный семинар по радиационным эффектам в полупроводниках и полупроводниковых приборах. Баку, 1980, с.100.

6. Ван дер Мерве Дж.У. Несоответствие кристаллических решеток и силы связи на поверхности раздела между ориентированными пленками и подложками. - В кн.: Монокристаллические пленки. М.: Мир, 1964, с.172-201.

7. Вивецкий В.Л., Холодарт Г.А. Радиационная физика полупроводников. - Киев: Наук. думка, 1979. - 336 с.

8. Попов В.И., Гавриленко В.И. Методы лазерной технологии в интегральной электронике. - В кн.: Радиоэлектроника и вычислительная техника. Киев, Знание, 1980. - 24 с.

СОДЕРЖАНИЕ

В.С.Дверняков. Взаимодействие материалов и сред в условиях радиационного и радиационно-конвективного нагрева . . .	3
Г.С.Елчечева, К.Б.Исаев, А.А.Король, Е.С.Луговская, А.В.Чоба. Влияние различных видов одностороннего нагрева на механизм разрушения асбопластика	12
Г.Ф.Горностаев, А.А.Король. Исследование возможности измерения интенсивности внешнего излучения через разрушаемый световод	18
Р.А.Захидов, А.Абдурахманов, Ж.И.Клычев. Оптимизация радиационных характеристик высокотемпературных приемников концентрированного солнечного излучения	24
Р.А.Захидов, А.Исманжанов, Л.А.Дубровский. Исследование воздействия излучения большой мощности на отражательную способность зеркал	31
В.В.Левданский, В.Т.Лейцина, Н.В.Павликевич. О распределении энергии излучения, поглощенной в модельном пористом теле с заполнителем	35
В.Г.Горобец. Влияние покрытий переменной толщины на эффективность радиатора в излучающей среде	40
В.Г.Горобец, В.С.Новиков. Подбор оптимального теплового режима нагретых элементов с изоляцией переменного профиля	47
Е.К.Белоногов, Г.Ф.Федотов, С.Н.Шугарев. К расчету радиационного теплообмена в конструкциях сложной формы . . .	55
В.В.Пасичный, Э.К.Кондратов, В.Н.Мешковский, В.П.Степенко, Г.В.Кузнецов, В.М.Кондукторова. Гелиоустановка для исследования влияния спектрального состава излучения, воздействующего на объекты	57
О.А.Герашенко, С.А.Сажина, Д.М.Щербина, Н.И.Профатилова, Ю.Э.Мавляев. Измерительно-метрологический комплекс для исследования процессов радиационного нагрева в солнечных печах	60
Б.М.Павкратов, О.М.Алифанов, А.С.Ворси, Б.С.Дигалин, А.В.Колесников. О новых способах определения плотности лучистых потоков	66
В.А.Лимкин, В.Н.Колесник, А.К.Гнап, В.А.Подгорный. Отражательная способность кремния при высокоэнергетическом облучении	71
В.С.Смолинский, В.С.Дверняков, В.В.Новикова, И.И.Качурки. Методика определения объемной плотности продуктов разрушения по ослаблению падающего потока	74

Ф.Б.Древич. Экранирование излучения из вязкой части сжатого слоя двухфазными продуктами разрушения графита	81
В.А.Товстоног. Об идентификации терморрадиационных характеристик полупрозрачных светорассеивающих материалов.	91
С.В.Резник, В.А.Соловов, А.В.Титов. Методические аспекты и результаты исследования теплофизических свойств материалов на стендах радиационного нагрева	97
Т.Б.Смирнов, В.Н.Елисеев, Е.К.Белоногов, В.А.Соловов, В.А.Товстоног, П.В.Тырсин, С.Н.Шугарев. Экспериментальное исследование энергетических характеристик блока излучателей теплофизического стенда	104
А.М.Балбалов, Ю.Д.Заварцев, М.М.Коротун. Особенности теплового поля во вращающемся блоке материала при локальном радиационном нагреве его верхней поверхности	107
А.Б.Марцинчик. Исследование некоторых высокотемпературных свойств цементных бетонов с помощью интенсивного радиационного нагрева	114
Б.А.Ляшенко, О.В.Цыгулев. Охлаждение фокусированной лучистой энергии при испытаниях термостойкости покрытия.	118
Е.Н.Бут. О выборе метода решения обратной задачи теплопроводности	122
М.И.Муравьева, Е.И.Галант, О.А.Дарба, Т.В.Еремина, И.Е.Касич-Пилипенко. Силовые световоды для передачи солнечной энергии	129
О.В.Цыгулев, Л.А.Сосновский, Е.А.Астахова, Н.Т.Симоненко. Исследование ползучести и длительной прочности нитридного сплава с комплексным силицидным покрытием в условиях радиационного нагрева	133
А.Ф.Корышев, Г.А.Фролов. Исследование закона продвижения изотерм в неразрушающемся твердом теле при различных температурных воздействиях	137
К.Б.Исаев. Влияние радиационного и других видов одностороннего нагрева на коэффициент теплопроводности кокса и зонн пиролиза асбопластика	145
В.А.Пимкин, Л.В.Литовченко, С.В.Михин, В.С.Цыганенко. Метод измерения комплексной диэлектрической проницаемости слоя расплава диэлектрика	150
А.В.Шевченко, Л.М.Лопато, А.И.Стегний, А.К.Рубан. Применение солнечного нагрева для исследования окислительных систем	157
М.Г.Шекоян, А.В.Вартанян. Исследование процесса формирования полостей при плавлении материалов на высокотемпературной солнечной установке	164
М.Г.Шекоян, С.Н.Трушевский, А.В.Вартанян. Протекание процесса плавления материалов на солнечной установке.	168
Ю.З.Мавашев, С.А.Трескин, И.Г.Августиневич, В.Л.Гудштейн, Ф.С.Салихова, Г.М.Арушанов. Экспериментальное исследование работоспособности прозрачных пленочных датчиков температуры при воздействии на них потоков солнечной радиации различной концентрации	174
Ю.А.Полонский, Р.С.Чуракова, В.И.Гутман, Л.В.Павлюкова, М.Ю.Герасимович, С.А.Азямов, Т.Т.Рискиев, Р.Ф.Руми, Г.Т.Адылов. Получение плавяной окиси алюминия методом радиацион-	

ного нагрева и сравнительная оценка свойств корундовых образцов на основе плавяного зерна, изготовленного различными методами	178
С.А.Азимов, Г.Г.Адылов, Г.В.Воронов, Б.С.Нитманов, Р.Ф.Руми. Сверхострая закалка высокотемпературных материалов в условиях лучистого нагрева	183
П.А.Полоцкий, Н.В.Болотов, Н.И.Гашичев, М.Н.Зверева, М.А.Смолович. Формирование высокотемпературных покрытий концентрированным потоком лучистой энергии	188
Я.Г.Дригубка, С.К.Егоров, А.М.Балбашов. Получение совершенных кристаллов ферритов методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом	191
П.А.Захаров, Н.Н.Крылов, В.В.Пасичный, В.К.Пушкинкова. Экспериментальное определение влияния технологических факторов на термостойкость оптических материалов	198
А.О.Аветисян, Т.В.Андрева, Д.М.Горячев, Т.М.Ярмола. Перспектива использования высокотемпературных силицидных тонкостенных термоэлементов в солнечной энергетике	203
Ю.М.Горячев, Б.А.Ковенокая, Е.И.Шварцман. О возможности использования солнечных термогенераторов сверхвысокотемпературных термоэлектрических материалов на основе гекоаборидов	210
И.И.Бойко, С.И.Козловский. Поперечная ЭДС в полупроводниках, возникающая при нагреве кристаллов световым потоком	213
П.П.Горбик, В.Н.Комащенко, Г.А.Федорус. Оптимизация состава базовых пленок $Zn_x Cd_{1-x} S$ для гетерофотопреобразователей	220
А.С.Трунин. Конструирование исследования теплоаккумулирующих солевых систем для использования солнечной энергии	228
В.Б.Туровский, Г.Е.Штер, А.С.Трунин, И.Н.Савушкина. Энергоемкие солевые композиции на основе системы из фторидов и хлоридов лития и магния для аккумуляирования солнечной энергии	238
Ю.М.Власенко, Е.З.Грибникова, Л.А.Матвеева, Г.Н.Семенова, Ю.А.Тхоряк, Л.С.Хазан. Использование лазерного излучения для стимулирования релаксации внутренних механических напряжений в гетеросистемах	244

Взаимодействие материалов и сред в условиях радиационного и радиационно-конвективного нагрева / Дверняков В.С. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 3-12.

В работе кратко представлен комплекс экспериментальных установок и стенов, предназначенных для исследований сложных взаимосвязанных внешних и внутренних явлений, которыми сопровождается процесс высокотемпературного разрушения материалов. Представленный комплекс используется не только для указанных исследований, но и для разработки новых технологических процессов синтеза материалов и обработки приповерхностных слоев.

На основании диффузионного приближения переноса лучистой энергии и при условии Стефана на движущейся границе физико-химических превращений разрушающегося материала получены аналитические выражения, отражающие динамическую взаимосвязь внешних и внутренних параметров процесса взаимодействия материалов и сред при различных видах нагрева. Особое внимание уделено теоретическому обоснованию и экспериментальному доказательству использования диффузионного приближения переноса лучистой энергии через прилегающую к разрушаемой поверхности материала сжатую газовую среду.

Ил.1. Табл.1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.1.016 + 536.2

Влияние различных видов одностороннего нагрева на механизм разрушения асбопластика / Елчица Г.С., Исаев К.Б., Король А.А., Луговская Е.С., Чоба А.В. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 12-18.

Исследовано влияние различных видов одностороннего нагрева (радиационный, конвективный и совместный) и величины теплового потока на механизм разрушения асбопластика.

Показано, что в условиях радиационного нагрева разрушение происходит за счет химических процессов в поверхностном слое - взаимодействии форстерита и двуокиси кремния с углеродом коксового остатка связующего с образованием карбида кремния, который в дальнейшем диссоциирует и сублимирует с поверхности. При воздействии на асбопластик продуктов сгорания керосина (конвективный нагрев) определяющими являются процессы плавления форстерита и двуокиси кремния и унос материала происходит за счет удаления расплава набегающим потоком.

При воздействии воздушной плазмы и совместного радиационно-конвективного теплового потока (воздушная плазма + радиационный нагрев) механизм разрушения занимает промежуточное положение и определяется воздействием преобладающего вида нагрева.

Ил.3. Табл.2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 533.6.011.72

Исследование возможности измерения интенсивности внешнего излучения через разрушаемый световод / Горностаев Г.Ф., Король А.А. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 18-24.

Описаны экспериментальные исследования принципиальной возможности применения световодов для контроля изменения внешнего лучистого потока в задачах о движущейся границей раздела высокотемпературных сред. Представлены результаты экспериментов по оценке влияния процесса теплового разрушения световода на его структуру и светопропускание.

Ил.2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 662.997 : 662.93

Оптимизация радиационных характеристик высокотемпературных приемников концентрированного солнечного излучения / Захидов Р.А., Абдурахманов А., Клычев Ш.И. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 24-30.

Рассмотрены вопросы повышения КПД и температур нагрева приемников солнечного излучения за счет выбора оптимальных значений радиационных характеристик и геометрии чувствоспринимающей поверхности.

На основе известных представлений о существовании оптимальной пороговой длины волны для идеальных поверхностей поглощения дана методика определения эффективности оптимизации радиационных характеристик и геометрии реальных селективных поверхностей. Приведены примеры расчетов.

Ил.3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 662.997.537.22

Исследование воздействия излучения большой мощности на отражательную способность зеркал / Захидов Р.А., Исманжанов А., Дубровский Л.А. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 31-35.

Исследовано воздействие потоков излучения большой мощности на отражательную способность алюминиевых зеркал с различными подложками и защитными покрытиями на металлических подложках (латунь, медь, сталь, никель).

Установлено, что уменьшение коэффициентов отражения зеркал обуславливаются главным образом температурой, при которой они находятся во время облучения. Для каждого вида зеркал определены возможные интервалы рабочих температур, сроки их службы и наиболее долговечные виды зеркал.

Ил.3. Библиогр.: 2 назв.

УДК 536.3

О распределении энергии излучения, поглощенной в модельном пористом теле с заполнителем / Левацкий В.В., Лейшина В.Г., Павликевич Н.В.
В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 35-40.

На основе решения интегрального уравнения, описывающего перенос излучения в цилиндрическом канале конечной длины с заполнителем, исследовано распределение энергии излучения, поглощенной боковой поверхностью канала, в зависимости от его длины и соотношения величин степеней черноты материалов боковой поверхности и заполнителя. Рассмотрены два вида источника излучения: направленный и диффузный потоки. Полученное решение позволяет найти выражение для внутреннего источника тепла в модельном пористом теле и использовать его для исследования теплообмена при наличии движущейся границы испарения заполнителя.

Табл.2. Библиогр.: 7 назв.

УДК 536.241

Влияние покрытий переменной толщины на эффективность радиатора в излучающей среде / Горобец В.Г. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 40-47.

Аналитически решена задача по теплообмену радиатора с продольными прямоугольными ребрами, имеющими покрытие переменной толщины в условиях внешнего излучения. Задача решалась методом разложения функций температуры в ряд Фурье с последующим решением уравнений для Фурье-образов. Найдены выражения для температурных распределений и эффективности для ребер с покрытием прямоугольного, трапециoidalного и параболического профилей. Даны выводы о выборе материала покрытия и профиля его поверхности.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 536.241

Подбор оптимального теплового режима нагретых элементов с изоляцией переменного профиля / Горобец В.Г., Новиков В.С. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 47-53.

Исследован теплообмен на пластине с покрытием в излучающей среде. Рассмотрены два случая достижения изотермического режима: вдоль пластины и вдоль покрытия. Задача решалась аналитически используя метод разложения функций в ряды Фурье и отыскания решений относительно каждого Фурье-образов. Найдены выражения для профиля покрытия, при котором достигается изотермичность и даны рекомендации по выбору материала покрытия.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 536.3

К расчету радиационного теплообмена в конструкциях сложной формы /
Белоногов Е.К., Федотов Г.В., Щугарев С.Н. - В кн.: Использование
Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб.
науч. тр. Киев: Наук. думка; 1983, с. 53-56.

Рассматривается задача численного определения на ЭВМ матрицы
средних угловых коэффициентов (УК) для пространственных геометриче-
ских систем при наличии затенения. Предложен способ уменьшения по-
грешности вычисления УК, основанный на введении в подынтегральное
выражение для К корректирующей функции, найденной полумпирическим
путем. Приведены примеры, иллюстрирующие эффективность данного спо-
соба уточнения значений УК.

Ил.1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.365.512:535.339.1

Гелиоустановка для исследования влияния спектрального состава излу-
чения, воздействующего на объекты /Пасичный В.В., Дверняков В.С.,
Кондрашов Э.К., Мешковский В.Н. & Стеценко В.П., Кузнецов Г.В.,
Кондукторова В.М. - В кн.: Использование Солнца и других источни-
ков лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук.
думка, 1983, с. 57-60.

Создана установка на базе СГУ-2 (параболоид диаметром 1,5 м),
на которой установлены сменные фильтры, перекрывающие всю входную
апертуру концентратора. При этом в зависимости от применяемых филь-
тров в фокальной плоскости установки можно получать плотности радиа-
ционных потоков до 1500 Вт/см² в пятне диаметром 5 мм с определенным
спектральным составом в диапазоне 0,4 - 2,5 мкм. Нормальное распо-
ложение фильтров относительно солнечных лучей исключает главные недо-
статки схем с расположением фильтров в поле сходящихся лучей концент-
ратора: 1. Ограничение по термической прочности фильтров. 2. Возмож-
ное изменение их характеристик из-за перегрева. 3. Большие потери на
отражение для лучей падающих на фильтр под большими углами. 4. Изме-
нение распределения энергии в фокальном пятне и спектрального состава
излучения из-за изменения эффективной толщины фильтра для лучей, па-
дающих под разными углами.

Разработана и с помощью калориметрирования проверена методика
расчета спектральной плотности действующего на объекты излучения по
спектральным характеристикам оптических элементов, входящих в схему,
и спектру излучения Солнца на уровне моря. Оценена точность методики
по двум типам фильтров - +15%. Показана возможность использования ус-
тановки для исследования Влияния спектрального состава излучения на
различные объекты.

Ил.2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 536.3:681.2:53.089

Измерительно-метрологический комплекс для исследования процессов радиационного нагрева в солнечных печах / Геращенко О.А., Сажина С.А., Щербина Д.М., Профатилова Н.И., Манашев Ю.З. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 60-66.

Приведены результаты работы, направленной на создание комплекса аппаратуры для широкого практического использования применительно к установке с концентрированными и неконцентрированными потоками излучения. Комплекс измеряет плотности потоков от 1 до $2,5 \cdot 10^6$ Вт/м² и предназначен для их диагностирования в нормальных условиях, в вакууме и при других условиях эксплуатации.

Комплекс состоит из аппаратуры двух уровней: рабочие приемники теплового излучения и стенд для их метрологического обеспечения.

Ил.2. Библиогр.: 12 назв.

УДК 536.629.7

О новых способах определения плотности лучистых потоков / Панкратов Б.М., Алифанов О.М., Ворон А.С., Жигалин Б.С., Колесников А.В. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 66-70.

Характеризуются два тепловых способа экспериментального определения плотности лучистых потоков, которые являются развитием известного экспоненциального метода восстановления плотности теплового потока по информации о температуре теплоприемника и ее производной по времени.

Первый способ заключается в использовании помимо теплоприемника ряда последовательно расположенных за теплоприемником экранов с температурными датчиками, позволяющими определить производные температур экранов по времени. Представлен простой алгоритм восстановления плотности лучистого потока по температурной информации.

Другой способ отличается от экспоненциального установкой за теплоприемником экрана с радиационной поверхностью, позволяющей поддерживать на этом экране температуру, близкую к температуре теплоприемника, что дает возможность существенно повысить точность измерения плотности лучистого потока.

Ил.3. Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.38:537.312.5

Отражательная способность кремния при высокоэнергетичном облучении /
Илькин В.А., Колесник В.П., Гнап А.К., Подгорный В.А. - В кн.:
Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материало-
ведении. Сб.науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 71-74.

Приведены результаты экспериментальных исследований отражатель-
ной способности кремния бомбардированного ионами бора, азота, алюми-
ния, аргона, протонов и гамма-квантами. Полученные зависимости по-
зволяют предположить наличие процессов радиационного отжига при бом-
бардировке протонами и гамма-квантами. Наблюдается изменение точки
роса на поверхности бомбардированной ионами.

Ил.2. Библиотр.: 3 назв.

УДК 535.341;535.361.1

Методика определения объемной плотности продуктов разрушения по ослаб-
лению падающего потока / Смолинский Е.С., Дверняков В.С., Новикова В.В.,
Качурик И.И. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучис-
той энергии в материаловедении. Сб.науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983,
с. 74-81.

Рассмотрены вопросы прохождения световой энергии через слой про-
дуктов разрушения материалов вследствие лучистого нагрева. Приведены
исследования в лабораторных условиях на спектро-экстинциметре некото-
рых оптических параметров сыпчатых продуктов разрушения. Получено вы-
ражение, определяющее ослабление светового потока в зависимости от
объемной плотности ρ_v слоя продуктов разрушения, и численные значе-
ния коэффициента экстинкции в зависимости от ρ_v для различных длин
волн. Кроме того, по данным экспериментальных измерений коэффициента
пропускания рассчитана и представлена на графике обратная зависимость
объемной плотности слоя от величины интегрального коэффициента пропу-
скания. Методика описанных измерений с определенным приближением рас-
пространена на реальные случаи взаимодействия концентрированного ра-
диационного излучения и поверхности материалов и промежуточной среды.

Ил.3. Табл.1. Библиотр.: 8 назв.

УДК 533.6.011 53:536.244

Экранирование излучения из невязкой части сжатого слоя двуфазными продуктами разрушения графита / Древич Ф.Б. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 81-91.

Для окрестности точки торможения осесимметричного тела рассматривается ослабление излучения продуктами разрушения графита в виде пары-микрочастицы. Сформулирована задача и решена система уравнений сохранения гиперзвукового сжатого слоя и интегродифференциального уравнения переноса лучистой энергии с учетом рассеяния. Показано, что для рассматриваемых угловый обтекания толщина зоны смещения и слоя паров одного порядка. В слое смещения имеет место усиление и ослабление излучения, которое необходимо учитывать в расчетах. Установлено, что в области пропускания слоя паров имеет место значительное ослабление радиационного теплового потока на микрочастицах.

Ил.3. Библиогр.: 25 назв.

УДК 539.219.1

Об идентификации терморadiационных характеристик полупрозрачных светорассеивающих материалов / Товстоног В.А. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 91-97.

Исследованы алгоритмы определения терморadiационных характеристик полупрозрачных светорассеивающих материалов по экспериментальным данным об отражательной и пропускательной способности плоских образцов с учетом отражения излучения на границах. Искомые характеристики материала определяются из решения нелинейной алгебраической системы уравнений, устанавливающей связь между терморadiационными характеристиками материала - коэффициентами поглощения и рассеяния, и экспериментально определяемыми величинами.

Исследовано влияние ошибок исходных данных на конечные результаты и показана важность учета вероятностного характера измерений при анализе данных о характеристиках светорассеивающих материалов.

Ил.2. Табл.1, Библиогр.: 5 назв.

Методические аспекты и результаты исследования теплофизических свойств материалов на стендах радиационного нагрева / Резник С.В., Соловов В.А., Титов А.В. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 97-103.

Показана целесообразность определения теплофизических свойств (ТФС) материалов расчетно-экспериментальным методом с использованием результатов тепловых испытаний на стендах, воспроизводящих реальные условия работы изделий. Описана методика исследования ТФС материалов на стендах радиационного нагрева, оснащенных блоком трубчатых дуговых ксенонных источников высокоинтенсивного излучения. Сформулированы требования к образцовому материалу, предназначенному для проверки методики определения ТФС. Предложено в качестве образцового материала, обладающего низкой теплопроводностью, изотропностью, непрозрачностью для внешней радиации использовать пенографит марки НК-20.

Для определения ТФС материалов по данным стендовых тепловых испытаний апробирован метод, программа решения на ЭВМ коэффициентов обратной задачи теплопроводности. Показана устойчивость и единственность полученных результатов в широком диапазоне варьирования входных параметров. Указаны пути повышения точности определения ТФС описанным расчетно-экспериментальным методом.

Ил.3. Библиогр.: 5 назв.

Экспериментальное исследование энергетических характеристик блока излучателей теплофизического стенда / Синярев Г.Б., Елисеев В.Н., Белоногов Е.К., Соловов В.А., Товстоног В.А., Тироин П.В., Щугарев С.Н. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 104-107.

Приведены результаты экспериментального исследования энергетических характеристик блока газоразрядных трубчатых источников высокоинтенсивного излучения. Даны количественные оценки неравномерности поля излучения блока источников без экрана, а также с отражающими экранами различной формы. Проанализированы изменения в характеристиках поля излучения при аварийном отключении единичных источников.

Ил.3. Библиогр.: 4 назв.

Особенности теплового поля во вращающемся блоке материала при локальном радиационном нагреве его верхней поверхности / Балбашов А.М., Заварцев Ю.Д., Коротун М.М. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб.науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 107-114.

Рассмотрены тепловые процессы во вращающемся цилиндрическом блоке материала при нагреве его верхнего торца локализованными источниками энергии. Подобная конфигурация используется при выращивании монокристаллов ферритов методом Чохральского из ванны расплава, нагреваемой с поверхности концентраторами света.

Анализ произведен путем численного решения квазилинейного уравнения теплопроводности с нестационарными нелинейными граничными условиями при наличии фазового перехода. Учтены температурные зависимости теплопроводности и теплоемкости. Уравнение решено методом конечных разностей для конфигурации образца и значений констант материала, характерных для практически используемых случаев. Из анализа расчетных данных сделаны следующие выводы:

- 1) частота вращения образца практически не влияет на перегрев облучаемой поверхности;
- 2) зависимость глубины проникновения температурных колебаний от частоты вращения образца носит экстремальный характер;
- 3) величина теплоемкости материала в большей степени влияет на амплитуду колебаний температуры в приповерхностных областях, чем на самой облучаемой поверхности;
- 4) с увеличением теплопроводности материала образца амплитуда температурных колебаний на его поверхности уменьшается, а в близлежащих областях растет;
- 5) существует некоторая величина теплопроводности, при которой в центре верхней поверхности образца достигается максимальная температура при прочих равных условиях.

Ил.3. Библиогр.: 1 назв.

УДК 691.327: [535.211+621.035]

Исследование некоторых высокотемпературных свойств цементных бетонов с помощью интенсивного радиационного нагрева / Мардичик А.Б. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб.науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 114-118.

Излагаются результаты исследования двух видов бетона (на гранитном щебне и керамзите) при высокоинтенсивном нагреве с помощью гелиоустановки.

Показано, что бетоны плавятся по-разному в зависимости от своего состава и плотности.

Получены зависимости характеристик поверхностного оплавления от интенсивности радиационного потока и времени его воздействия.

Приводятся результаты замеров температур в глубину от облучаемой поверхности, а также изменения прочности при этом.

Ил.3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 620.171.3

Охлаждение фокусированием лучистой энергии при испытаниях термостойкости покрытий / Ляшенко Б.А., Цигулев О.В. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 118-122.

Описан принципиально новый метод охлаждения и конструктивное решение установки при испытаниях термостойкости материалов и термостабильности защитных покрытий, исключающий непосредственный контакт образца с охлаждающей средой. Приведены экспериментальные результаты исследования скорости охлаждения в воде и по предложенной методике.

В рабочем температурном интервале испытаний материалов с жаростойкими покрытиями скорость охлаждения предложенным способом превышает значения, полученные при непосредственном контакте с хладагентом.

Ил.2. Табл.1. Библиогр.: 10 назв.

УДК 536.24

О выборе метода решения обратной задачи теплопроводности / Бут Е.Н. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 122-128.

Предложена классификация методов решений обратных задач теплопроводности, позволяющая производить выбор метода решения с использованием априорной информации для регуляризации исходной некорректно поставленной задачи и предложен метод решения прямой задачи теплопроводности для использования его в методах решения ОЗТ.

Ил.2. Библиогр. 7 назв.

УДК 666.189.2:523.72

Силовые световоды для передачи солнечной энергии / Муравьева М.И., Галант Е.И., Дзюба О.А., Еремья Т.В., Касич-Пылипенко И.Е. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 129-133.

Волоконно-оптические силовые световоды могут быть использованы для передачи концентрированного солнечного излучения (КСИ) из фокального пятна зеркального гелиоконцентратора к месту ее использования для целей дйки, сварки, резки, выращивания монокристаллов, переплава и других целей. Под воздействием КСИ разрушаются большинство оптических материалов, из которых могут быть изготовлены силовые световоды.

Исследовано около 60 оптических материалов. Из устойчивых к КСИ выбраны пары стекол и изготовлены жесткие и гибкие силовые световоды диаметром 7-10 мм и длиной до 500 мм.

Силовые световоды устойчиво работали в фокальном пятне параболического гелиоконцентратора диаметром 1,5 м в течение нескольких часов. Энергия на выходе была достаточна для загорания бумаги, дерева, расплавления припоя ПОС и ПСР, а также для разогрева докрасна и прожига фольги из меди и нержавеющей стали.

Ил.1. Табл.1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 620.172.251.2

Исследование ползучести и длительной прочности ниобиевого сплава с комплексным силицидным покрытием в условиях радиационного нагрева / Цингулен О.В., Сосновский Л.А., Астахова М.А., Симоненко Н.Г. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 133-136.

Исследовано влияние боридного подслоя в силицидном покрытии на ползучесть и длительную прочность ниобиевого сплава на воздухе при температуре 1673 К.

Установлено, что наличие боридного подслоя снижает скорость ползучести образцов, повышает долговечность и величину деформации при разрушении в области высоких скоростей деформации.

Приведено объяснение данного явления.

Ил.2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 536.212.3

Исследование закона продвижения изотерм в неразрушающемся твердом теле при различных температурных воздействиях / Корышев А.Ф., Фролов Г.А. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 137-145.

Показано, что продвижения изотерм в неразрушающемся твердом теле при степенном законе изменения температуры на поверхности подчиняется закономерности $y = k \sqrt{at}$. Установлено, что коэффициент k не зависит от теплофизических свойств материала и темпа нагрева, а определяется только законом изменения температуры нагреваемой поверхности и отношением ее температуры к температуре рассматриваемой изотермы. Проведено сравнение экспериментальных и расчетных значений коэффициента k для случая постоянного теплового воздействия на поверхность.

Ил.1. Табл.1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 536.212.3

Влияние радиационного и других видов одностороннего нагрева на коэффициент теплопроводности кокса и зоны пиролиза асбопластика / Исачев К.Б. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 145-150.

Рассмотрено влияние различных видов одностороннего нагрева на коэффициент теплопроводности кокса и зоны пиролиза асбопластика.

Показано, что на теплопроводность зоны пиролиза влияет как вид нагрева, так и скорость нагрева. Значения коэффициента теплопроводности кокса этого материала укладываются около прямолинейной зависимости этой характеристики от средней температуры в коксе (в пределах погрешности).

Ил.2. Библиогр.: 8 назв.

УДК 620.179.15

Измерение комплексной диэлектрической проницаемости расплавленного слоя диэлектрика / Пимкин В.А., Литовченко Л.В., Мухин С.В., Цыганенко В.С. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 150-156.

Приведена методика определения диэлектрической проницаемости, проводимости и толщины расплавленного слоя, образующегося на поверхности исследуемого диэлектрика при воздействии концентрированного лучистого потока. Описана экспериментальная установка и рассмотрены результаты, полученные в ходе эксперимента.

Ил.3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.472:661.8:546,318:620:1814

Применение солнечного нагрева для исследования оксидных систем / Шевченко А.В., Лопато Л.М., Стегний А.И., Рубан А.К. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 157-164.

Для исследования оксидных систем высшей огнеупорности, включающих легколетучие оксиды, а также оксиды легко меняющих свою стехиометрию, использован метод термического анализа с применением солнечного нагрева. Приведена схема оптико-электронной пирометрической установки, позволяющей измерять температуру фазовых переходов в ближней ИК-области спектра по излучению вращающейся полости, близкой к модели абсолютно черного тела.

Исследовано строение ликвидуса в системах HfO_2-MgO и HfO_2-CaO . Изучены закономерности строения ликвидуса в ряду систем HfO_2 -оксиды РЗЭ (РЗЭ - La, Sm, Eu, Gd, Dy, Er, Yb, Lu, Y и Sc). Установлен максимум на кривых ликвидуса в системах HfO_2 -оксиды конца ряда лантаноидов (иттербий и иттеций), а также скандий.

Ил.3. Табл.1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 662.997:662.93

Исследование процесса формообразования полостей при плавлении материалов на высокотемпературной солнечной установке / Шекоян М.Г., Вертаян А.В. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 164-167.

Приводятся результаты экспериментальных исследований процесса формообразования полостей при плавлении материалов на солнечной высокотемпературной установке. Показаны эффективность и характер воздействия затекающих концентратор органов и продольной дефокусировки на процесс формообразования полостей.

Табл.2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 662.997.14

Протекание процесса плавления материалов на солнечной высокотемпературной установке / Шекоян М.Г., Трушевский С.Н., Вартамян А.В. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб.науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 168-173.

Приводятся результаты расчетно-теоретических исследований процесса плавления группы окислов с температурой плавления выше 2000 К. Получены закономерности передвижения фронта плавления в зависимости от плотности лучистого потока, плотности исходного материала и условный теплообмена с окружающей средой.

Ил.3. Табл.1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.472.621.363

Экспериментальное исследование работоспособности прозрачных пленочных датчиков температуры при воздействии на них потоков солнечной радиации различной концентрации / Мавашев Ю.З., Трескин С.А., Августинювич И.Г., Рудштейн В.Л., Салихова Ф.С., Арушанов Г.М. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб.науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 174-178.

Рассмотрены вопросы работоспособности прозрачных пленочных датчиков температуры при облучении их концентрированными потоками солнечной энергии. Приводятся экспериментальная установка для испытания датчиков, методика и результаты измерения зависимости сопротивления датчиков разного состава и конфигурации от плотности концентрированного лучистого потока.

Ил.1. Табл.2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 666.762.11

Получение плавленной окиси алюминия методом радиационного нагрева и сравнительная оценка свойств корундовых образцов на основе плавленого зерна, изготовленного различными методами / Полоцкий Ю.А., Чуракова Р.С., Гутман В.И., Павлюкова Л.В., Герасимович М.Ю., Азимов С.А., Рисклев Т.Т., Руми Р.Ф., Адылов Г.Т. (ФТИ): - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб.науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 178-183.

Разработана методика и проведены плавки окиси алюминия на установке "Уран-1".

Выполнен спектральный анализ исходного сырья и плавленого зерна, различных методов плавки, изучены строение зерна и динамика процесса измельчения.

На основе зерна различных методов плавки изготовлены керамические образцы, исследованы термомеханические и физико-химический свойства образцов.

Ил.1. Табл.3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 539.213.2;536.24.421.48

Сверхострая закалка высокотемпературных материалов в условиях лучистого нагрева / Азимов С.А., Адылов Г.Т., Воронов Г.В., Игманов Б.С., Руми Р.Ф. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 183-187.

Описана экспериментальная установка по сверхострой закалке тугоплавких материалов со скоростью 10^7 град/сек. Приводятся данные рентгенофазового, оптического и ДТА анализов аморфных пленок, по составу соответствующих кристаллическим соединениям в некоторых бинарных оксидных системах.

Ил.1. Табл.1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.36; 666.76

Формирование высокотемпературных покрытий концентрированным потоком лучистой энергии / Полонский Ю.А., Болотов А.В., Гамичев Н.И., Зверева М.Н., Смолевич М.А. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 188-191.

Описан способ получения высокотемпературного покрытия на прорисовой керамике с помощью источника высокоинтенсивного излучения. Нагреватели типа ДКС ТВ-15000 сконструированы в многомодульный блок, что позволяет получать качественное высокотемпературное покрытие на заданной площади.

Ил.2. Табл.1. Библиогр.: 2 назв.

Получение совершенных кристаллов ферритов методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом / Дригубка Я.Г., Егоров С.К., Балашов А.М. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 191-198.

В работе проведен анализ возможности использования метода бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом для получения совершенных кристаллов ферритов.

На основании проведенных экспериментов установлено, для успешного выращивания монокристаллов методом бестигельной зонной плавки наиболее подходящим источником радиационной мощности являются ксеноновые лампы сверхвысокого давления. При этом необходима эффективная система стабилизации светового потока и система дополнительного отжига выращенных монокристаллов, регулирующая осевые температурные градиенты вблизи фронта кристаллизации.

Проведена оценка эффективности системы дополнительного отжига путем экспериментального измерения распределения температуры вдоль оси прямоцилиндрической керамической трубки, помещенной в фокус оптической системы.

Предложен метод настройки оптической системы, основанный на плавлении модельного керамического стержня.

В оптимальных условиях выращены монокристаллы марганец-цинковых и никель-цинковых ферритов. Приведены результаты измерений свойств выращенных монокристаллов ферритов.

Ил.3. Библиогр.: 4 назв.

Экспериментальное определение влияния технологических факторов на термостойкость оптических материалов / Захаров П.А., Крылов Н.Н., Пасичный В.В., Пущинкова В.К. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 198-203.

Представлены методика и результаты исследования термостойкости ряда оптических материалов на концентраторе солнечной энергии. Показано влияние некоторых технологических факторов (термообработка и легирование) на термостойкость оптических керамик на основе фторида магния, окиси магния и сульфида цинка, а также влияние ориентации кристаллографических осей и микроблочности на термостойкость монокристаллов фтористого магния. Приведены данные о сравнительной термостойкости различных оптических материалов - стекло, кристаллов и керамик.

Ил.3. Табл.2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.362

Перспектива использования высокотемпературных силицидных тонкостенных термоэлементов в солнечной энергетике / Аветисян А.О., Андреева Т.В., Горячев Ю.М., Ярмола Т.М. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 203-209.

Проведен сравнительный анализ эффективности солнечных термоэлектрических генераторов (СТЭГ) и солнечных фотоэлектрических преобразователей (СФЭП). Показано, что высокотемпературные термоэлектрические материалы на основе высших силицидов железа, марганца и хрома в тонкостенном и пленочном исполнении могут обеспечить преобразование тепла солнечного излучения в электричество с коэффициентом полезного действия 6 - 8%. Произведена оптимизация геометрических размеров тонкостенных термоэлементов для СТЭГов.

Ил.2. Табл.3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.362

О возможности использования в солнечных термогенераторах сверхвысокотемпературных термоэлектрических материалов на основе гексаборидов / Горячев Ю.М., Ковенская Б.А., Шварцман Е.И. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 210-212.

Приводятся термоэлектрические свойства ряда сверх высокотемпературных боридов. Рассчитаны максимальные значения удельной поверхностной термоэлектрической мощности и КПД, которые могут быть получены при использовании гексаборидов бария и европия в солнечных термоэлектрических генераторах : мощность до 1 Вт/см² и КПД до 13%.

Табл.2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.315.592

Поперечная ЭДС в полупроводниках, возникающая при нагреве кристаллов световым потоком / Бойко И.И., Козловский С.И. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 213-219.

Рассмотрена поперечная ЭДС в условиях, когда анизотропия проводимости кристалла является следствием температурной деформации его. Нагрев кристалла производится непосредственно падающим светом и в результате выделения тепла при безызлучательной рекомбинации в объеме и на поверхности образца. Применительно к германию рассчитаны стационарный и нестационарный эффекты; последний для случая, когда длительность светового импульса мала по сравнению с временем диффузии фотоносителей поперек кристалла. Показано, что при сколь угодно больших освещенностях \mathcal{E} ЭДС возрастает пропорционально \mathcal{E} . Этим она отличается от поперечных ЭДС, связанных с другими механизмами: анизотропии. Знак и величина нестационарной ЭДС различны при очень больших и очень малых скоростях поверхностной рекомбинации на освещаемой поверхности.

Ил.2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.382.3

Оптимизация состава базовых пленок $Zn_x Cd_{1-x} S$ для гетерофотопреобразователей / Горбик П.П., Комащенко В.Н., Федоров Г.А. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб.науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 220-227.

Изготовлены тонкопленочные гетеропереходы типа $pCu_2S-nZn_xCd_{1-x}S$ ($0 \leq x \leq 1$) и исследованы их электрические свойства (вольтамперные и вольтамперные характеристики). Изучены механизмы токопрохождения исследованных ПП. Показано, что в зависимости от концентрации сульфида цинка в базовой пленке $Zn_x Cd_{1-x} S$, в изготовленных ПП возможна реализация туннельно-рекомбинационного, эмиссионно-туннельно-рекомбинационного и эмиссионно-рекомбинационного механизмов токопрохождения.

На основе экспериментальных результатов построены и проанализированы энергетические зонные диаграммы ПП $pCu_2S-nZn_xCd_{1-x}S$. Сделан вывод, что оптимальными для изготовления солнечных элементов с ПП $pCu_2S-nZn_xCd_{1-x}S$, являются твердые растворы $Zn_x Cd_{1-x}S$, содержащие ~15 мол.% ZnS .

Ил.3. Библиогр.: 11 назв.

УДК 541.123.7

Конструирование и исследование теплоаккумулирующих солевых систем для использования солнечной энергии / Трунин А.С. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб.науч.тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 228-238.

Для выявления композиции с большой теплоаккумулирующей способностью были систематизированы данные по теплотам плавления, температурам плавления и стоимости ряда солей щелочных и щелочноземельных металлов. Предложен ряд перспективных систем, в которых выявлены составы с высокой теплотой плавления от 400 до 600 кДж/кг и температурой плавления в диапазоне от 400 до 750°C. Показана перспективность проведения систематических исследований многокомпонентных солевых систем с участием компонентов, образующих систему $Li, Na, K, Ca, Mg, F, Cl, CO_2, NO_2$, для разработки средне и высокотемпературных теплоаккумуляторов солнечной энергии.

Ил.3. Табл.8. Библиогр.: 17 назв.

УДК 662.957.002:536.421.4

Энергоемкие солевые композиции на основе системы из фторидов и хлоридов лития и магния для аккумулярования солнечной энергии / Туровский В.Б., Штер Г.Е., Трунин А.С., Савушкина И.Н. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 238-243.

В статье приводятся требования, предъявляемые к рабочим веществам высокотемпературных тепловых аккумуляторов солнечной энергии, использующих скрытую теплоту фазового перехода жидкость - твердое. Показано, что ряд композиционных ФТМ можно получать на основе излучения методами ФЛД пятикомпонентной взаимной системы *Li, Na, K, Mg, F, Cl*. Представлены результаты изучения некоторых элементов фазового комплекса системы и характеристики полученных эвтектических ФТМ.

Ил.3. Табл.2. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.315

Использование лазерного излучения для стимулирования релаксации внутренних механических напряжений в гетеросистемах / Власенко Ю.М., Грибникова Е.З., Матвеева Л.А., Семенова Г.Н., Тхорик Ю.А., Хазан Л.С. - В кн.: Использование Солнца и других источников лучистой энергии в материаловедении. Сб. науч. тр. Киев: Наук. думка, 1983, с. 244-247.

Методом послыонного химического травления изучалось влияние лазерного облучения на протяженность пластически деформированного слоя в гетероэпитаксиальных системах германий - арсенид галлия, полученных испарением германия из молекулярного пучка в вакууме. Показана возможность использования лазерного излучения для стимулирования релаксации внутренних механических напряжений в гетеросистемах, так как под действием облучения импульсами рубинового лазера происходит уменьшение области локализации пластической деформации вблизи границы раздела.

Ил.2. Библиогр.: 8 назв.

