

Заключение. Таким образом, из проведенного анализа уравнений, описывающих движение ионов в диффузионных слоях, следует, что в сравнительно простой среде с тремя компонентами гармонический по времени электрический ток имеет четыре составляющие: две из них активно-реактивные, возникающие в результате переносимых возмущений потенциала в слое, заполненного ионами, и возмущений химического равновесия. Эти токи являются запаздывающими по отношению к изменению потенциала. Третья составляющая тока (решение (29)) является активной и соответствует закону Ома: она существует как в стационарном, так и в нестационарном процессе. Четвертая, последняя составляющая имеет $\operatorname{tg} \alpha \approx 1$ ($\alpha \approx \pi/4$), т. е. она является опережающей по отношению к потенциалу. Наличие разных составляющих токов в пульсирующем поле говорит о разных релаксационных процессах, что и видно из проделанного качественного анализа. Теоретическое определение значимости каждого из токов наталкивается, как это отмечено выше, на значительные трудности, связанные с поверхностными явлениями. Однако, как следует из эксперимента (рис. 1), основным током в очищенной с помощью двух перегонки воде является ток проводимости; остальные должны быть значительно меньше (однако необходимо учитывать, что очищенная в эксперименте вода значительно отличается по своему составу от идеально чистой рассмотренной выше среды).

Библиографические ссылки

1. Духин С.С. Диэлектрические явления и двойной слой в дисперсных системах и полиэлектролитах / С.С. Духин, В.Н. Шилов. – К., 1973. – 203 с.
2. Корыта И. Электрохимия / И. Корыта, И. Дворжек, В. Богачкова. – М., 1977. – 492 с.
3. Борисова М.Э. Физика диэлектриков / М.Э. Борисова, С.Н. Койков. – Л., 1979. – 240 с.
4. Барон Н.М. Краткий справочник физико-химических величин / Н.М. Барон, А.Л. Равдаль, А.М. Пономарева, З.Н. Тимофеева. – Л., 1983. – 232 с.
5. Антропов Л.И. Теоретическая электрохимия / Л.И. Антропов. – М., 1984. – 519 с.
6. Адамсон А. Физическая химия поверхностей / А. Адамсон. – М., 1979. – 568 с.

Надійшло до редакції 05.11.08

УДК 621.472

Л.И. Кныш, В.И. Давыдов

Днепропетровский национальный университет им. Олеся Гончара

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА СТАТИСТИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ ДЛЯ РАСЧЁТА ОБЛУЧЁННОСТИ ПРИЁМНИКА ТЕПЛА КОНЦЕНТРИРОВАННЫМ ПОТОКОМ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

Розглядається задача теплопереносу у системі концентрації сонячного випромінювання. На базі узагальненої математичної моделі процесу проводиться вибір методу чисельного розрахунку. Обґрунтовується використання метода статистичних випробувань, як найбільш доцільного при розв'язанні подібних специфічних задач променевого теплообміну.

Введение. Высокотемпературные солнечные энергетические установки с концентраторами в скором будущем могут составить реальную конкуренцию традиционным источникам тепла, основанным на органических углеводородах. В зависимости от назначения проектируемой системы и поставленных перед ней технологических задач, выбирается необходимый температурный уровень установки, который целиком зависит от геометрической формы концентратора солнечного излучения.

Геометрическое разнообразие приёмных систем, множество технологических подходов к их изготовлению делает необходимым создание общих методологических принципов анализа процессов теплообмена в системах концентрации солнечного излучения и построение на основе этих принципов обобщённой математической модели, а также выбор универсального метода её реализации.

Цель работы. Основываясь на обобщённой математической модели процесса теплопереноса в системах приёма концентрированного солнечного излучения, обосновывается выбор метода статистических испытаний (Монте-Карло) как универсального численного метода решения данной задачи, и формулируются соотношения, определяющие основные этапы расчёта. На основе выбранного метода может быть проведено компьютерное моделирование теплообмена в системах концентрации, результатом которого является получение основной энергетической характеристики системы – кривой распределения облученности приёмника тепла.

Обобщённая математическая модель процесса переноса солнечного излучения в системе «концентратор-приёмник тепла». В [1] предложена обобщённая математическая модель переноса теплопереноса в системе «концентратор-приёмник», которая базируется на интегральном методе исследования лучистого теплообмена между твердыми телами, разделёнными прозрачной средой [2]. Интегральные соотношения получены из фундаментальных законов теории лучистого теплообмена, с учётом специфики протекания процесса – наличие отражающих поверхностей с ярко выраженной шероховатостью (абберациями), что приводит к анизотропности диффузного отражения, характеризующегося неодинаковой яркостью по направлениям. Пространственная неравномерность распределения яркости в отражённом пучке и оптические характеристики концентратора характеризуются функцией индикатрисы излучения $f(\varphi)$ и отражательной способностью материала зеркала β_K .

Полученное уравнение, характеризующее распределение потока энергии на поверхности приёмника, расположенного в фокальной плоскости концентратора, имеет вид

$$E_{\Pi} = \frac{E_C}{2\pi} \iint_{S_K} \frac{\beta_K f(\phi) \cdot \xi(\bar{l}_{K\Pi}) \cdot \chi(\bar{l}_{K\Pi}) \cos \vartheta_{\Pi} \cdot \cos \vartheta_K dS_K}{l_{K\Pi}^2 \int_0^{\phi_0} f(\phi) \sin \phi d\phi}, \quad (1)$$

где S_K – площадь поверхности концентратора, м²; E_C – солнечная постоянная; Вт/м²; $l_{K\Pi}$ – длина вектора, соединяющего произвольную точку концентратора и приёмника, м; ϑ_{Π} , ϑ_K – угол падения потока излучения на поверхность приёмника и концентратора соответственно.

Величины $\chi(\bar{l}_{КП}), \xi(\bar{l}_{КП})$ – функции типа Хевисайда, характеризующие условие попадания отражённого луча в отверстие приёмника и условие совпадения направления отражённого от концентратора пучка лучей с направлением «концентратор–приёмник», соответственно

$$\chi(\bar{l}_{КП}) = \begin{cases} 1, & \text{если } \bar{l}_{КП} \cap S_{ВХ} \neq 0 \\ 0, & \text{если } \bar{l}_{КП} \cap S_{ВХ} = 0 \end{cases}$$

$$\xi(\bar{l}_{КП}) = \begin{cases} 1, & \text{если } (\bar{l}_{КП}^0 \cdot \bar{l}_K^0) \geq \cos \phi_0 \\ 0, & \text{если } (\bar{l}_{КП}^0 \cdot \bar{l}_K^0) < \cos \phi_0 \end{cases}$$

$\phi_0 = \arccos(\bar{l}_K^0 \cdot \bar{l}_{КП}^0)$ – величина угла рассеивания.

К уравнению (1) необходимо добавить систему уравнений, характеризующую закон зеркального отражения пучка лучей от зеркала:

$$\begin{aligned} (-\bar{l}_C^0) \bar{n}_K \bar{l}_K^0 &= 0, \\ (-\bar{l}_C^0) \bar{n}_K &= \bar{n}_K \bar{l}_K^0, \end{aligned} \quad (2)$$

а также уравнения поверхности концентратора и приёмника

$$\begin{aligned} F_K(x, y, z) &= 0, \\ F_{П}(x, y, z) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Обязательным при расчётах реальных концентрирующих систем является учёт микронеточностей поверхности реального зеркала. Этот учёт происходит с помощью абerraграмм отражающих поверхностей, заданных в детерминированной форме или определяемых путём статистического моделирования плоских углов $\Delta\gamma_K, \Delta\nu_K$, характеризующих пространственный угол отклонения нормали реального концентратора от идеального положения.

Предположим, что распределение локальных угловых ошибок подчиняется нормальному вероятностному закону

$$P(\Delta\gamma_K, \Delta\nu_K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\gamma\sigma_\nu} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta\gamma_K^2}{\sigma_\gamma^2} + \frac{\Delta\nu_K^2}{\sigma_\nu^2}\right)\right),$$

где $\sigma_\gamma, \sigma_\nu$ – среднеквадратичные отклонения угловых ошибок отражающей поверхности концентратора.

Меридиональные угловые ошибки отражающих поверхностей высокотемпературных концентраторов, как правило, значительно больше саггитальных, то есть $\Delta\gamma_K \gg \Delta\nu_K$, и можно считать $\Delta\nu_K = 0$ [3].

Тогда закон распределения случайных величин, характеризующих неточности поверхности концентратора имеет вид

$$P(\Delta\gamma_K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\gamma} \exp\left(-\frac{\Delta\gamma_K^2}{2\sigma_\gamma^2}\right), \quad (4)$$

В системе уравнений (1) – (4) в рамках фотометрического подхода учтены все факторы, влияющие на протекание процесса лучистого теплопереноса в системе

«концентратор – приёмник тепла», что позволяет считать данную систему обобщённой математической моделью рассматриваемого явления.

Выбор метода решения задачи концентрации солнечного излучения и особенности его реализации. Полученная математическая модель процесса концентрации содержит искомую величину – плотность излучения, падающего на поверхность приемника – в явном виде, а потому решение задачи сводится, в конечном итоге, к вычислению поверхностного интеграла (1).

Границы непрерывности подынтегральной функции в уравнении (1) имеют сложный и трудно определяемый характер. Их очертания зависят от произведения функций $\xi(\bar{l}_{КП}) \chi(\bar{l}_{КП})$, которое носит случайный характер, связанный со спецификой протекания процесса. Это обстоятельство свидетельствует о целесообразности применения метода Монте-Карло при расчёте облучённости приемника.

В процессе статистического моделирования лучистого теплопереноса решается также внутренняя вероятностная задача, связанная с вычислением угла $\Delta\gamma_K$.

Из двух известных способов статистического интегрирования [4] предпочтение при решении данной задачи следует отдать тому, который основывается на определении двойного интеграла как математического ожидания (среднего значения) функции некоторого двумерного случайного вектора. Это связано с тем, что при реализации второго способа, основанного на соотношениях между интегралом и вероятностью события, необходимым является предварительное задание экстремальных значений подынтегральной функции, а это вызывает, в свою очередь, дополнительные вычислительные трудности.

Основные вычислительные этапы при использовании метода Монте-Карло для решения задач концентрации солнечного излучения. Вычисление поверхностного интеграла, содержащегося в правой части (1), удобнее всего производить, спроектировав отражающую поверхность на одну из координатных плоскостей, например, на плоскость XOY .

Обозначив этот интеграл как I_E , можно записать

$$I_E = \iint_{S_K'} g(x, y) dx dy, \quad (5)$$

где S_K' – проекция отражающей поверхности на плоскость XOY ;

$$g(x, y) = \frac{\beta_K f(\phi) \cdot \xi(\bar{l}_{КП}) \cdot \chi(\bar{l}_{КП}) \cos \vartheta_{П} \cdot \cos \vartheta_K dS_K}{\cos(\bar{n}_K \bar{k}) \cdot I_{КП}^2 \int_0^{\phi_0} f(\phi) \sin \phi d\phi}, \quad (6)$$

Заключив область S_K' в прямоугольник G , определив его через систему неравенств

$$x_{min} \leq x \leq x_{max}, \quad y_{min} \leq y \leq y_{max},$$

проводим оценку искомого интеграла

$$\bar{I}_E = (x_{max} - x_{min})(y_{max} - y_{min}) \frac{\sum_{i=1}^N g(x_i, y_i)}{N}. \quad (7)$$

В выражении (7) (x_i, y_i) – система двух независимых случайных величин, равномерно распределённых в G с плотностью вероятности

$$p(x, y) = \begin{cases} 0, & \text{если } (x, y) \notin G, \\ \frac{1}{(x_{max} - x_{min})(y_{max} - y_{min})}, & \text{если } (x, y) \in G, \end{cases}$$

а N – число независимых испытаний, в которых воспроизводятся случайные значения системы величин (x_i, y_i) .

На рис.1 схематично представлен ход лучей от концентратора к приёмнику и основные векторы, которые характеризуют направление излучения.

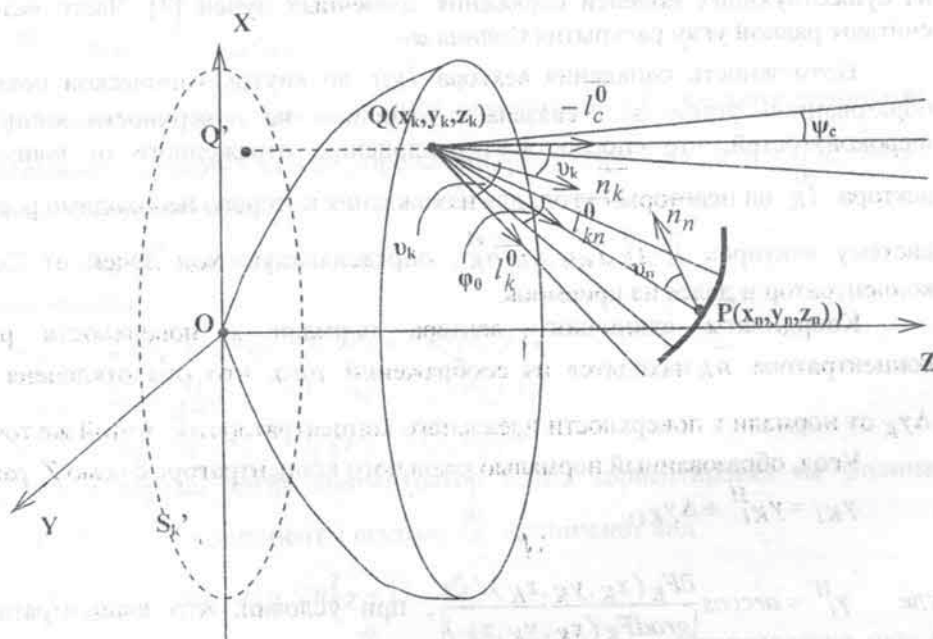


Рис.1. Положение векторов, характеризующих основные направления излучения

Процедуру расчёта распределения облучённости приёмника, основанную на решении системы (1) – (4), можно разделить на четыре основных этапа, начав её с организации цикла по перебору точек $P(x_P, y_P, z_P)$ на его поверхности.

На первом этапе, задав начальное число N независимых испытаний, проводится процедура формирования координат случайной точки на поверхности концентратора $Q_i(x_K, y_K, z_K)$, которая сводится к простому линейному преобразованию вида

$$x_{Ki} = x_{min} + (x_{max} - x_{min})w'$$

$$y_{Ki} = y_{min} + (y_{max} - y_{min})w''$$

где w', w'' – числа, выработанные при двух последовательных обращениях к датчику случайных чисел.

После этого вычисляется величина и направление вектора \vec{l}_{KP} , идущего от концентратора к приёмнику. Если этот вектор пересекает входное отверстие приёмника, то функция $\chi(\vec{l}_{KP})=1$ и процесс вычисления может быть продолжен. В случае, если $\chi(\vec{l}_{KP})=0$, необходимо генерировать следующую случайную точку. Определение координат точки пересечения луча, идущего из точки $Q_i(x_K, y_K, z_K)$ в точку $P(x_{II}, y_{II}, z_{II})$, является самостоятельной задачей, которая не рассматривается в данной работе. Для приёмников открытого типа функция $\chi(\vec{l}_{KP})=1$ всегда.

Второй этап связан с вычислением функции Хевисайда $\chi(\vec{l}_{KP})$, значение которой определяется величиной угла φ_0 , что содержит луч, идущий от концентратора к приёмнику. Величина этого угла считается заданной и выбирается из существующих моделей отражения солнечных лучей [3]. Часто величину φ_0 считают равной углу раскрытия Солнца ψ_C .

Возможность попадания вектора \vec{l}_{KP} во внутрь конической поверхности, образованной углом φ_0 , связана с наличием на поверхности концентратора шероховатостей, что способствует отклонению отражённого от концентратора вектора \vec{l}_K^0 на некоторый угол, для нахождения которого необходимо рассмотреть систему векторов $\vec{l}_C^0, \vec{l}_K^0, \vec{l}_{KP}, \vec{n}_K, \vec{n}_K^{-H}$, определяющую ход лучей от Солнца на концентратор и далее на приёмник.

Координаты единичного вектора нормали к поверхности реального концентратора \vec{n}_K находятся из соображений того, что она отклонена на угол $\Delta\gamma_K$ от нормали к поверхности идеального концентратора \vec{n}_K^{-H} в этой же точке.

Угол, образованный нормалью реального концентратора с осью Z, равен

$$\gamma_{Ki} = \gamma_{Ki}^H + \Delta\gamma_{Ki}, \quad (8)$$

где $\gamma_i^H = \arccos \frac{\partial F_K(x_K, y_K, z_K) / \partial z}{|\text{grad} F_K(x_K, y_K, z_K)|}$, при условии, что концентратор точно ориентирован на Солнце, то есть $\vec{l}_C^0 = -\vec{k}$.

Моделирование нормированной случайной величины $\Delta\gamma_K$ с параметрами σ_γ и μ (в нашем случае $\mu=0$) проводится по формуле

$\Delta\gamma_{Ki} = \sigma_\gamma \eta$, где η – стандартная нормальная случайная величина.

На основе центральной предельной теоремы случайная величина

$$\eta^{(n)} = \sqrt{\frac{12}{n}} \sum_{i=1}^n \left(\alpha_i - \frac{1}{2} \right)$$

асимптотически нормальна с параметрами 0,1. Особенно удобным является значение $n=12$, при котором

$$\eta^{(12)} = \sum_{i=1}^{12} (\alpha_i - 6),$$

где α_i – случайные величины, равномерно распределённые на $[0, 1]$.

Для определения компонент единичного вектора \vec{l}_K^0 , характеризующего отражённый от концентратора поток, предположим, что он, а также вектора \vec{l}_C^0 и \vec{n}_K , характеризующие падающий на концентратор поток и направление нормали концентратора, являются компланарными. Тогда один из них можно представить как линейную комбинацию двух других. В частности

$$\vec{l}_K^0 = \alpha \vec{l}_C^0 + \beta \vec{n}_K.$$

Запишем три скалярных произведения:

$$(\vec{l}_K^0 \cdot \vec{n}_K) = \lambda (\vec{l}_C^0 \cdot \vec{n}_K) + \mu (\vec{n}_K \cdot \vec{n}_K),$$

$$(\vec{l}_K^0 \cdot \vec{l}_K^0) = \lambda (\vec{l}_C^0 \cdot \vec{l}_K^0) + \mu (\vec{n}_K \cdot \vec{l}_K^0),$$

$$(\vec{l}_K^0 \cdot \vec{l}_C^0) = \lambda (\vec{l}_C^0 \cdot \vec{l}_C^0) + \mu (\vec{n}_K \cdot \vec{l}_C^0),$$

для преобразования которых воспользуемся равенствами (2), характеризующими закон зеркального отражения. После упрощений, получаем $\lambda = 1$, а $\mu = 2(\vec{l}_C^0 \cdot \vec{n}_K)$.

Окончательно можно записать

$$\vec{l}_K^0 = \vec{l}_C^0 - 2\vec{n}_K(\vec{l}_C^0 \cdot \vec{n}_K),$$

или по компонентам:

$$l_{KX}^0 = l_{CX}^0 - 2n_{KX}(l_{CX}^0 n_{KX} + l_{CY}^0 n_{KY} + l_{CZ}^0 n_{KZ}),$$

$$l_{KY}^0 = l_{CY}^0 - 2n_{KY}(l_{CX}^0 n_{KX} + l_{CY}^0 n_{KY} + l_{CZ}^0 n_{KZ}),$$

$$l_{KZ}^0 = l_{CZ}^0 - 2n_{KZ}(l_{CX}^0 n_{KX} + l_{CY}^0 n_{KY} + l_{CZ}^0 n_{KZ}).$$

Отметим, что в случае, когда концентратор точно сориентирован на Солнце

$l_{CX}^0 = l_{CY}^0 = 0$, $l_{CZ}^0 = -1$, компоненты вектора \vec{l}_K^0 принимают вид

$$\vec{l}_K^0 = (2n_{KX}n_{KZ}; 2n_{KY}n_{KZ}; 2n_{KZ}^2 - 1),$$

а компоненты единичного вектора \vec{l}_{KP} , который показывает направление пучка солнечных лучей, попавших с поверхности концентратора на теплоприёмник, таковы

$$\vec{l}_{KP}^0 = \left(\frac{x_P - x_K}{l_{KP}}, \frac{y_P - y_K}{l_{KP}}, \frac{z_P - z_K}{l_{KP}} \right),$$

где $l_{KP} = \sqrt{(x_P - x_K)^2 + (y_P - y_K)^2 + (z_P - z_K)^2}$ – расстояние между точками концентратора и приёмником тепла.

В этом случае

$$\phi = \arccos(l_{KX}^0 l_{KPx}^0 + l_{KY}^0 l_{KPy}^0 + l_{KZ}^0 l_{KPz}^0),$$

что позволяет выяснить вид функции $\xi(\vec{l}_{KP})$. В случае, когда $\xi(\vec{l}_{KP}) = 1$, то есть $\phi \leq \phi_0$, можно считать, что отражённый луч попал в пучок, идущий от концентратора в приёмник тепла.

Третий этап расчёта связан с вычислением значений подинтегральной функции $g(x, y)$.

Задавшись значением функции индикатрисы $f(\varphi)$, переходим к вычислению углов падения солнечных лучей на концентратор и приёмник соответственно:

$$\cos \vartheta_K = l_{CX}^0 n_{KX} + l_{CY}^0 n_{KY} + l_{CZ}^0 n_{KZ}$$

$$\cos \vartheta_{\Pi} = -(l_{KПX}^0 n_{\Pi X} + l_{KПY}^0 n_{\Pi Y} + l_{KПZ}^0 n_{\Pi Z}),$$

где $\vec{n}_{\Pi} = \pm \frac{\text{grad}F_{\Pi}(x_{\Pi}, y_{\Pi}, z_{\Pi})}{|\text{grad}F_{\Pi}(x_{\Pi}, y_{\Pi}, z_{\Pi})|}$ – нормаль к поверхности приёмника, знак

которой выбирается в зависимости от направления облучения приёмника – внутреннее или наружное.

Проведя заданное количество испытаний и суммируя значения $g(x, y)$, можно оценить интеграл I_E .

Определение точности и достоверности полученного решения – заключительный, четвертый этап расчёта. Решение задачи методом Монте-Карло базируется на реализации искусственного случайного процесса, полученная оценка искомого интеграла является величиной случайной, а, следовательно, и точность решения носит вероятностный характер. Поэтому чрезвычайно важно при заданном уровне надёжности искомым величин построить алгоритм, оптимальный в смысле некоторого критерия. В качестве такого критерия можно считать количество вычислений, необходимое для достижения заданной точности.

Такая специфическая особенность метода статистических испытаний вносит дополнительные трудности в ход вычислительного процесса, связанные с определением количества испытаний, обеспечивающих достоверность решения задачи.

Точность ε и достоверность α оценки интеграла зависят от значения дисперсии подинтегральной функции $g(x, y)$ и связаны с количеством испытаний следующей зависимостью [4]:

$$N = t_{\alpha}^2 \frac{D_g}{\varepsilon^2},$$

где

$$D_g \approx (x_{\max} - x_{\min})^2 (y_{\max} - y_{\min})^2 \left(\frac{\sum_{i=1}^N g^2(x_i, y_i)}{N} - \left(\frac{\sum_{i=1}^N g(x_i, y_i)}{N} \right)^2 \right) \quad (9)$$

дисперсия случайной величины $g(x_i, y_i)$:

$$t_{\alpha} = \sqrt{2} \Phi^{-1}(\alpha), \quad (10)$$

$\Phi^{-1}(\alpha)$ – функция, обратная функции Лапласа, значение которой может быть определено из специальных таблиц.

Для установления необходимого количества испытаний, необходимо задаться начальными значениями N и точности ε , а достоверность оценки α можно принять равной 0,9 – 0,95. После проведения N испытаний вычисляется I_E и D_g и на основании (9), (10) определяется новое число испытаний \bar{N} . Если величина

$\delta = \frac{|N - \bar{N}|}{N}$ будет меньше назначенной, то процесс вычисления I_E может быть завершён. В противном случае – вычисления необходимо повторить, используя найденное значение \bar{N} .

Заключение. В работе обоснован выбор метода решения задачи о переносе концентрированного солнечного излучения, подробно проанализированы основные этапы расчёта, которые были положены в основу создания компьютерной программы для моделирования процессов теплообмена в данных системах.

Библиографические ссылки

1. Книш Л.И. Математическое моделирование процесса переноса солнечного излучения в энергетической системе с параболоцилиндрическим концентратором / Л.И. Книш. // Вісник Дніпропетр. ун-ту. Механіка. – 2008, №5. – С. 60–68.
2. Исаченко В.П. Теплопередача. / В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел. – М., 1975. – 485 с.
3. Грилихес В.А. Солнечные высокотемпературные источники тепла для космических аппаратов / В.А. Грилихес, В.М. Матвеев, В.П. Полуектов. – М., 1975. – 248 с.
4. Ермаков С.М. Статистическое моделирование / С.М. Ермаков, Г.А. Михайлов. – М., 1982. – 295 с.

Надійшла до редколегії 05.11.08.

УДК 502:519.6(0.75.8)

Е.Р. Абрамовский, О.А. Загний

Днепропетровский национальный университет им. Олеся Гончара

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРОДСКОЙ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ В РАСЧЕТАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЗДУШНЫХ ЗАГРЯЗНЕНИЙ

Для розв'язування задач розповсюдження забруднень і, зокрема, біологічних поліутантів, у повітряному середовищі міст важливе значення має форма підстилаючої поверхні. Пропонується певна математична модель зображення цієї поверхні у вигляді набору деяких стандартних комбінованих функцій, зручних до використання.

Введение. Характер подстилающей поверхности является одним из основных факторов, определяющих законы миграции поллютантов в воздушной среде городов. Форма земной поверхности непосредственно на городском участке территории, или орография, является её основным определяющим элементом. Последующими элементами являются объекты, расположенные на поверхности земли. В первую очередь – это застройка жилой и промышленной зоны. На территории городов могут быть расположены, или примыкать к ней, различные растительные массивы (парки, рекреационные участки), а также водные объекты (река, озеро, морское побережье). Городская подстилающая поверхность существенно отличается от сельской совокупностью значительного числа источников загрязнения, таких, как дымовые трубы промышленных, энергетических и коммунальных предприятий, а