

УДК 620.91+621.382+697.329+004.942

А.Ю.Гаевский, докт. физ.-мат. наук (Национальный технический университет Украины "КПИ", Киев)

Расчет потока излучения в солнечных концентраторах в приближении касательной плоскости

Предложен метод расчета распределения интенсивности излучения в солнечных концентраторах произвольной формы, основанный на приближении касательной плоскости Кирхгоффа. Получены аналитические выражения для потока излучения, отраженного от поверхности концентратора, представленного в виде набора локально плоских сегментов, касательных к границе раздела сред. Метод может быть применен при решении задач концентрирования солнечного излучения и оптимизации формы концентраторов. С помощью этого метода также легко проводить сравнительный анализ эффективности концентраторов и приемников различного типа.

Запропоновано метод розрахунку розподілу інтенсивності випромінювання в сонячних концентраторах довільної форми, який базується на наближенні дотичної площини Кірхгофа. Отримано аналітичні вирази для потоку випромінювання, відбитого від поверхні концентратора, представленого у вигляді набору локально плоских сегментів, дотичних до границі розділу середовищ. Метод може бути застосований до вирішення задач концентрування сонячного випромінювання і оптимізації форми концентраторів. За допомогою цього методу також легко проводити порівняльний аналіз ефективності концентраторів та приймачів різного типу.

Большинство методов расчета солнечных концентраторов основывается на приближении геометрической оптики, согласно которому вычисляется путь световых лучей в области концентратора, ограниченного отражающей поверхностью (зеркалом) с заданными оптическими свойствами (например, [1, 2]). Согласно этому приближению отражающая поверхность считается идеально гладкой, а коэффициент отражения равным единице при любых углах падения. Интенсивность лучей, отраженных зеркалом концентратора, при этом, как правило, не рассматривается. В то же время для определения потока энергии излучения, падающего на приемник (ресивер), необходим корректный расчет распределения интенсивности излучения внутри концентратора с учетом возможной зависимости коэффициента отражения от угла падения.

В данной работе разработан метод расчета распределения потока излучения в солнечных концентраторах, в котором учитываются указанные выше особенности. Метод может быть применен для вычисления потока излучения, отраженного зеркалом произвольной формы, и потока, который падает на поверхность приемника также

произвольной формы, расположенного в любой точке концентратора. В основу предложенного метода положено квазиклассическое приближение Кирхгоффа, называемое также приближением касательной плоскости [3], которое применяется к отдельным участкам отражающей поверхности (сегментам). Согласно этому приближению отражающая поверхность разбивается на локально плоские сегменты, касательные к границе раздела сред. Очевидно, такое рассмотрение возможно, когда длина волны $\lambda \ll L$ где L – характерный размер сегментов.

Напряженность электромагнитного поля солнечного излучения можно рассматривать как спектральное разложение на плоские гармоники $E(\mathbf{r}, \omega)$, где \mathbf{r} – радиус-вектор текущей точки; ω – частота гармоники. Волны $E(\mathbf{r}, \omega)$ считаются неполяризованными и некогерентными, что отвечает природе солнечного излучения, и описываются скалярными волновыми уравнениями [4]. Полное электромагнитное поле является спектральной суммой гармонических компонент. Решение граничной задачи отражения гармоники от поверхности дается интегралом Кирхгоффа, который в дальней зоне дифракции имеет вид [5]:

$$E_r(\mathbf{r}) = -\oint ds' G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{n}' (i\mathbf{k}_r + \nabla') E(\mathbf{r}'), \quad (1)$$

где $E_r(\mathbf{r})$ – амплитуда отраженной волны (символ частоты ω опущен); \mathbf{r}' – радиус-вектор точки на поверхности; \mathbf{n}' и ∇' – нормаль поверхности и оператор градиента соответственно; \mathbf{k}_r – волновой вектор отраженной волны; $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – статическая функция Грина бесконечной среды. Поверхностный интеграл (1) в принятом приближении распадается на сумму интегралов по сегментам с нормальными \mathbf{n}_j . После преобразований получаем:

$$E_r(\mathbf{r}) = -\frac{ie^{ik_0 r} E_0}{4\pi r} \sum_j C_j F_j; \quad (2)$$

$$F_j = \oint ds_j [R(\theta_0, \alpha_j) \mathbf{v} - \mathbf{w}] \mathbf{n}_j \exp(i\mathbf{v}\mathbf{r}_j), \quad (3)$$

где $\mathbf{v} = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_r$ – вектор рассеяния; \mathbf{k}_0 – волновой вектор падающей волны ($k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ – длина волны); $\mathbf{w} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_r$; $R(\theta_0, \alpha_j)$ – локальный коэффициент отражения, зависящий от угла падения θ_0 и угла наклона сегмента α_j , отсчитанных от оси z (рис. 1). Постоянные коэффициенты C_j в формуле (2) определяются из закона сохранения энергии на поверхностях сегментов. На рис. 1 дана иллюстрация геометрии отражения от сегмента, когда форма рефлектора не меняется с координатой y и зависит лишь от двух координат: x и z . Отметим, что зеркальному отражению от сегмента соответствует угол отражения $\theta_r = -\theta_0 - 2\alpha_j$.

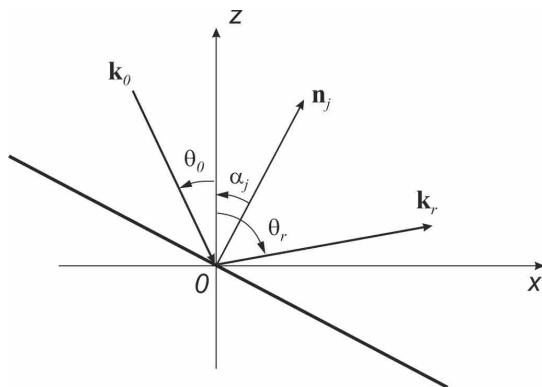


Рис. 1. Геометрия отражения от наклонного участка поверхности.

Протяженность каждого сегмента должна быть достаточно большой, чтобы не сказывались краевые эффекты. Аналитические оценки и модельные расчеты, проведенные в [6, 7], показывают, что отражение от плоского участка можно считать почти зеркальным (превышение зеркального пика над фоном на один порядок), когда отношение длины сегмента L к длине волны $L/\lambda > 10^3$. Это с запасом выполняется для волн оптического диапазона с длиной волны $\lambda \leq 10^{-4}$ см и при выборе в реальных расчетах сегментов с размерами $L \sim (10^{-1} - 1)$ см.

От интеграла $F_j(3)$ в наклонных координатах перейдем к интегралу в координатах x, y . В результате получим:

$$F_j = k_0 L_y C_j A_j \frac{\exp(i\mathbf{v}\mathbf{p}_j)}{\cos\alpha_j} \int_{-l_j/2}^{l_j/2} dx \exp\left(\frac{i\beta_j x}{\cos\alpha_j}\right), \quad (4)$$

где L_y – длина сегментов (рефлектора) вдоль направления y ; $\mathbf{p}_j = X_j \mathbf{e}_x + Z_j \mathbf{e}_z$ – радиус-вектор середины сегмента j ; l_j – длина проекции сегмента j на ось x ; величины A_j и β_j равны:

$$A_j = (1 - R_j) \cos(\theta_0 + \alpha_j) - (1 + R_j) \cos(\theta_r - \alpha_j);$$

$$\beta_j = k_0 [\sin(\theta_0 + \alpha_j) - \sin(\theta_r - \alpha_j)]. \quad (5)$$

Рассмотрим рассеяние на отдельном сегменте. После интегрирования в (4) получим:

$$F_j = C_j k_0 S_j A_j \exp(i\mathbf{v}\mathbf{p}_j) \text{sinc} \frac{\beta_j L_j}{2}, \quad (6)$$

где $S_j = L_p L_y$ – площадь сегмента; L_j – длина сегмента в плоскости падения; функция sinc определяется как $\text{sinc} x = \frac{\sin x}{x}$.

Поток энергии излучения, отраженного сегментом j в направлении θ_r , определяется вектором Пойнтинга $\mathbf{\Pi}_j(\mathbf{r})$, который для неполяризованного излучения (2), как показывают вычисления, равен:

$$\mathbf{\Pi}_j(\mathbf{r}) = \frac{cE_0^2}{128\pi^3 r^2} |F_j|^2 \mathbf{n}_r, \quad (7)$$

где $\mathbf{n}_r = \frac{\mathbf{r}}{r}$. Поток падающего излучения дается выражением $\Pi_0 = \frac{cE_0^2}{8\pi} \mathbf{n}_0$, и соответственно мощность, собираемая единицей площади сегмента, равна $\Pi_{0j} = \Pi_0 \mathbf{n}_j = \Pi_0 \cos(\theta_0 + \alpha_j)$. Эффективное сечение рассеяния в направлении \mathbf{n}_r [8]:

$$\sigma_j(\mathbf{n}_r) = \lim_{r \rightarrow \infty} \left| \frac{r^2 \Pi_j(\mathbf{r})}{\Pi_{0j}} \right| \quad (8)$$

определяется как площадь, которая способна выхватить из плотности энергии падающего излучения часть энергии, равную отраженной энергии. Сечение σ_j , другими словами, равно отношению:

$$\sigma_j = \frac{\text{Мощность, отраженная в направлении } \mathbf{n}_r}{\text{Мощность, падающая на единицу площади перпендикулярно потоку}} \quad (9)$$

или после использования равенств (6)–(8) оно оказывается равным:

$$\sigma_j = \frac{C_j^2 S_j^2 A_j^2}{4\lambda^2 \cos(\theta_0 + \alpha_j)} \left(\text{sinc} \frac{\beta_j L_j}{2} \right)^2 \quad (10)$$

Перейдем от сечения σ_j к отражательной способности R , которая выражается отношением [4]:

$$R = \frac{\text{Мощность отраженного излучения}}{\text{Мощность падающего излучения}} \quad (11)$$

Далее рассматривается зеркальное отражение в пренебрежении краевыми эффектами. Числители в (9) и (11) в этом случае одинаковы, а знаменатели отличаются на множитель $S_j \cos(\theta_0 + \alpha_j)$.

В результате

$$R = \frac{\sigma_j}{S_j \cos(\theta_0 + \alpha_j)} = \frac{C_j^2 S_j R_j^2}{\lambda^2} \quad (12)$$

Коэффициент C_j определяется из условия сохранения энергии на границе раздела, которое выглядит как $R + T = 1$ [4] и оказывается равным $\lambda S_j^{-\frac{1}{2}}$, соответственно $R = R_j^2$, как и должно быть.

В рассматриваемой задаче считаем, что рассеяние на каждом сегменте поверхности происхо-

дит независимо от рассеяния на других сегментах, поэтому общую мощность волн $P(\mathbf{n}_r)$, рассеянных в направлении \mathbf{n}_r , можно вычислить как сумму произведений сечений σ_j на проекции соответствующих сегментов, перпендикулярные входящему потоку:

$$P(\mathbf{n}_r) = \Pi_0 \sum_j R_j^2(\mathbf{n}_r) S_j \cos(\theta_0 + \alpha_j) \quad (13)$$

Если считать, что коэффициент отражения R_j не зависит от длины волны, формулу (13) можно применять для всего спектра солнечного излучения, понимая под Π_0 солнечную радиацию за 1 сек. При этом $P(\mathbf{n}_r)$ является интегральной мощностью излучения, отраженного вдоль направления \mathbf{n}_r . Формулы настоящей работы можно обобщить на случай шероховатой поверхности зеркала, пользуясь двухмасштабной моделью для неровных границ раздела [7].

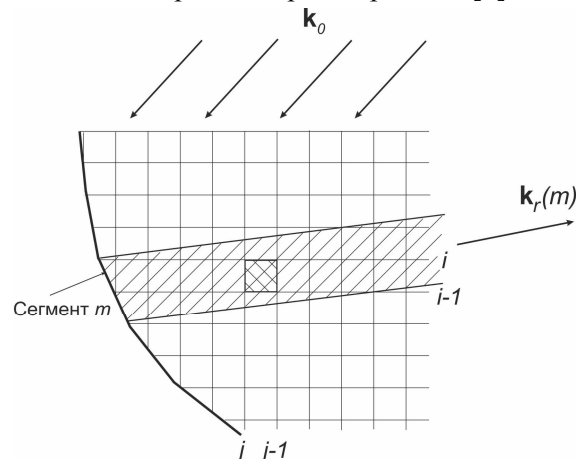


Рис. 2. Схема определения "засветки" пикселя ij сегментом m .

В предлагаемом посегментном методе область внутри рефлектора разбивается квадратной сеткой на пиксели (рис. 2), и задача вычисления мощности излучения состоит в определении "засветки" пикселей. Используя формулу (13), вычисляется мощность луча, отраженного каждым сегментом, а из геометрических построений определяются пиксели, которые засвечиваются лучом. Степень засветки данным лучом пропорциональна как мощности луча, так и площади пикселя, которую накрывает луч.

Данный метод реализован в виде программы, созданной в среде Visual C++, и применен для

расчета распределения мощности излучения внутри рефлекторов параболического, составного параболического типа и фоклинов, а также для систем "рефлектор – приемник" [9].

1. Дж.А. Даффи, У.А. Бекман. Тепловые процессы с использованием солнечной энергии. – М.: Мир, 1977. – 410 с.
2. S.A. Kalogirou. Solar Energy Engineering: Processes and Systems // London: Academic Press, 2009. – 760 p.
3. T.M. Elfouhaily, C.A. Guerin. Waves in Random Media, V.14, p. R1 (2004).

4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
5. P. Beckmann and A. Spizzichino. The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces. Oxford – N.Y. – Paris: Pergamon Press, 1963. – 503 p.
6. Гаевский А.Ю., Молодкин В.Б., Носик В.Л. Металлофиз. новейшие технол. – 2010. – Т.32. – No.12. – С. 1613.
7. Gaevskii A., Molodkin V., Nosik V. Crystallography Reports. – 2010. – V.55. – No. 7. – P. 1135.
8. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т.1. – М.: Мир, 1981. – 280 с.
9. Гаевський О.Ю., Мельник О.В. Матеріали XIII міжнародної конференції "Відновлювана енергетика XXI століття". – АР Крим, 2012. – С. 173–181.

УДК 620.92

С.М.Хайрнасов, канд.техн.наук, **В.К.Заріпов**, канд.техн.наук, **Б.М.Рассамакін**, канд.техн.наук,
Д.В.Козак (Національний технічний університет України "КПІ", Київ)

Дослідження теплотехнічних характеристик сонячних теплових колекторів на основі алюмінієвих профілів

У статті розглядаються та наводяться результати досліджень двох типів конструкцій сонячних теплових колекторів – традиційного проточного та на основі теплових труб. Дослідження проводилися в температурному діапазоні теплоносія +10...+30°С і при щільності сонячного теплового потоку 400...1000 Вт/м². Отримані експериментальні теплотехнічні характеристики колектора на теплових трубах показали, що вони знаходяться на рівні традиційних проточних сонячних колекторів і мають значення 0,65-0,73. При цьому конструкція з тепловими трубами має менший гідравлічний опір у 2-2,4 рази.

В статье рассматриваются и приводятся результаты исследований двух типов конструкций солнечных тепловых коллекторов – традиционного проточного и на основе тепловых труб. Исследования проводились в температурном диапазоне теплоносителя +10...+30°С и при плотности солнечного теплового потока 400...1000 Вт/м². Полученные экспериментальные теплотехнические характеристики коллектора на тепловых трубах показали, что они находятся на уровне традиционных проточных солнечных коллекторов и имеют значение 0,65-0,73. При этом конструкция с тепловыми трубами имеет меньшее гидравлическое сопротивление в 2-2,4 раза.

Вступ. В останні десятиліття змінилася тенденція розвитку енергетики у світі внаслідок пошуку людством невичерпних, екологічно чистих енергетичних ресурсів. Головною проблемою стало високе енергоспоживання і забруднення навколишнього середовища різними видами промислової та побутової техніки. Але основним споживачем енергії, а також джерелом забруднення, є житлові будівлі. Країни Євросоюзу приймають посилені заходи щодо

підвищення енергоефективності та екологічного рівня свого житлового сектора. Сьогодні у Євросоюзі виконується програма і розробляється стандарт, який передбачає перехід до будівництва будинків з нульовою енерговитратністю – пасивний будинок з 2020 року [1]. Така програма спрямована на різке зниження витрати енергії на центральне опалення, гаряче водопостачання, додаткове опалення, системи вентиляції та кондиціонування, освітлення будівель. Основним