

01;12

Упругодеформированные тонкостенные концентраторы солнечной энергии

© Ю.П. Рылов

Научно-исследовательский институт электромеханики,
143500 Истра, Московская область, Россия
e-mail: rprom@istra.net.ru

(Поступило в Редакцию 5 ноября 2002 г. В окончательной редакции 16 мая 2003 г.)

Удешевление способов концентрации и приема солнечной энергии является одним из важнейших элементов ее эффективного использования. Предварительно отформированные параболические поверхности отражателей достаточно материалоемки и тяжелы, чтобы поддерживать каркасами их формоустойчивость. Пользуясь классическими методами теории упругости, рассмотрены способы изготовления отражателей из упругодеформированных тонкостенных пластин и пленок. Показано, что при такой технологии достижимые коэффициенты концентрации солнечной энергии в приемниках соизмеримы с этими параметрами в применяемых в настоящее время коллекторах солнечных электростанций, однако в этом случае коллекторы могут быть значительно дешевле.

Введение

Интерес к солнечной электроэнергетике возрос после того, как в Калифорнии были впервые в предыдущем десятилетии построены девять мощных (от 30 до 80 MW) солнечных электростанций типа SEGS. Стоимость электроэнергии, получаемой от построенных SEGS, уже приблизилась к тарифу на электроэнергию с тепловых электростанций. Однако большие капитальные затраты, в частности до 50% на концентраторы и приемники солнечной энергии, еще не позволяют SEGS конкурировать с атомными и тепловыми электростанциями на невозобновляемых топливах, хотя последние небезупречны в экологическом отношении. Поэтому ниже, основываясь на методах, разработанных в теоретической физике и, в теории упругости [1], анализируются пути снижения удельной материалоемкости и соответственно стоимости солнечных концентраторов, изготовленных из тонкостенных упругодеформированных плоских пластин или пленок.

Постановка задачи

В настоящее время отражающие поверхности солнечных концентраторов изготавливаются из жестких металлических или стеклянных фрагментов параболических поверхностей [2–4]. Однако формы поверхности, близкие к параболическим или цилиндрическим, можно получить путем деформации тонких пластин или пленок. В задаче настоящей работы входит решение двух вопросов: определение возможного отклонения отражающих поверхностей упругодеформированных пластин или металлизированных пленок от геометрически идеальных фрагментов параболических или цилиндрических поверхностей и оценка изменения при этом коэффициентов концентрации солнечной энергии в системе отражатель-приемник излучения.

Упругодеформированные параболические концентраторы

Рассмотрим три варианта деформации тонких пластинок, которые ближе всего подходят к фрагментам параболических концентраторов: во-первых, формы пластин, закрепленных с одной стороны и нагруженных равномерно распределенными поперечными моментами с линейной плотностью M_z , с другой; во-вторых, те же самые пластины, но нагруженные равномерно распределенными поперечными силами с плотностью K_y ; в-третьих, пластины, шарнирно закрепленные с обеих сторон и продольно нагруженные силами с плотностью K_x за пределом устойчивости плоской формы пластины. Рассмотрение проведем в координатах x , y , z , в которых закрепление пластин проведено по оси z , нейтральная линия недеформированной пластины совпадает с осью x а деформация изгиба происходит по оси y . Тогда, пользуясь выводами [1], дифференциальные уравнения, описывающие форму линии изгиба, соответственно для трех указанных вариантов деформации будут иметь вид

$$\frac{D}{a} \frac{d^2 y}{dx^2} - M_z = 0, \quad (1)$$

$$\frac{D}{a} \frac{d^3 y}{dx^3} - K_y = 0, \quad (2)$$

$$\frac{D}{a} \frac{d^4 y}{dx^4} - K_x \frac{d^2 y}{dx^2} = 0, \quad (3)$$

где $D = Eh^3a/12(1 - \mu^2)$ — цилиндрическая жесткость пластины, h — толщина пластины по оси y , a — размер пластины по оси z , μ — коэффициент Пуассона, E — модуль Юнга материала пластины.

Решая уравнение (1), получим

$$y = \frac{M_z a x^2}{2D} = \frac{x^2}{2p_1}. \quad (4)$$

Как видно, это каноническое уравнение параболы $y_p = x_p^2/2p$ в координатах x_p, y_p с вершиной параболы, расположенной в начале координат, и с фокальным параметром $p = p_1 = D/M_z a$. Решая уравнение (2), получим

$$y = \frac{x^2}{2p_2} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{x}{l} \right), \quad (5)$$

где $p_2 = D/K_y a l$, l — длина пластины по оси x .

При малых значениях x линия изгиба (5) несильно отличается от параболы. Для сохранения параболического вида можно, например, по мере возрастания x снижать толщину пластины $h = f(x)$. Решая уравнение (3), найдем, что линия изгиба пластины после потери устойчивости при $K_x \geq \pi^2 D/a l^2$ будет иметь вид

$$y = A \sin kx, \quad (6)$$

где $k = \sqrt{K_x a/D}$, $kl = \pi$.

Если преобразовать это уравнение путем переноса начала координат x, y с шарнирной опоры в середину пластины, тогда в новой системе координат x_1, y_1 при $kx_1 = \pi/2 - kx$ и $y_1 = A - y$, уравнение (6) примет вид

$$y_1 = A(1 - \cos kx_1) \approx A \left[\frac{(kx_1)^2}{2} - \frac{(kx_1)^4}{4} + \dots \right]. \quad (7)$$

Из уравнения (7) следует, что при малых значениях kx_1 линия изгиба пластины мало отличается от параболы.

Границей применимости уравнений (1)–(3), описывающих слабый изгиб пластин, является малость прогиба пластины y по отношению к ее длине l , т.е. $y/l \ll 1$. В желобообразных параболоцилиндрических концентраторах отношение фокусного расстояния $p/2 \approx y$, характеризующего глубину параболы, к ее длине обычно больше $y/l \geq 0.25$. Поэтому полноразмерный концентратор можно создать из композиции его фрагментов, представляющих собою деформированные пластины со слабым изгибом, но обладающими равными с имплантируемыми участками параболы радиусами кривизны. Как известно, радиус кривизны i -го участка параболы R_i , отнесенный к фокальному параметру p этой параболы, в точке с ординатой y_{pi} , также отнесенной к этому параметру $y_{0i} = y_{pi}/p$, выражается формулой

$$R_{0i} = \frac{R_i}{p} = (1 + 2y_{0i})^{\frac{3}{2}} = \sin^{-3} u_{0i}, \quad (8)$$

где u_{0i} — угол между касательной к параболе в точке y_{0i} и осью параболы — осью ординат y_p .

Если совместить начало координат пластины с точкой x_{pi}, y_{pi} , а ось Ox направить по касательной к параболе в этой точке, то угол между касательными в начале u_{0i} и конце u_{ei} имплантируемого участка будет равен

$$\begin{aligned} \Delta u_i &= u_{0i} - u_{ei} \\ &= \arcsin(1 + 2y_{0i})^{-1/2} - \arcsin(1 + 2y_{ei})^{-1/2} \\ &\approx 1/2(y_{ei} - y_{0i}) + (y_{ei}^2 - y_{0i}^2) + \dots, \end{aligned} \quad (9)$$

а углы между касательными в начале и в конце пластины для первого φ_1 (уравнение (4)) и второго φ_2 (уравнение (5)) вариантов нагружения, а также их радиусы кривизны R_1 и R_2 соответственно будут равны

$$\varphi_1 = \frac{dy}{dx} = \frac{x}{p_1}, \quad \frac{p_1}{R_1} = \frac{d^2y}{dx^2} = 1, \quad (10)$$

$$\varphi_2 = \frac{dy}{dx} = \frac{x}{p_2} \left(1 - \frac{x}{2l} \right), \quad \frac{p_2}{R_2} = \frac{d^2y}{dx^2} = 1 - \frac{x}{l}. \quad (11)$$

Из уравнений (8)–(11) видно, что если сделать одинаковыми в точке x_{pi}, y_{pi} радиусы кривизны параболы и пластин $R_i = R_1 = R_2$, а также их фокальные параметры $p = p_1 = p_2$, то в конце этого участка параболы радиус кривизны R_1 пластины, нагруженной моментами M_z (10), будет меньше радиуса кривизны R_i параболы (8), а радиус кривизны R_2 пластины, нагруженной силами K_y (11), будет больше этого радиуса R_i , причем конечный участок этой пластины будет прямым (неизогнутым). Соответственно углы наклона φ_1 к оси абсцисс в конце пластины при нагружении моментами M_z будут больше, чем у параболы Δu_i , а углы наклона φ_2 при нагружении силами K_y будут меньше Δu_i . Схематично соотношения линий изгиба имплантируемых пластин для первого (кривая 1) и второго (кривая 2) вариантов нагружения, а также i -й участок параболы (кривая 3) даны на рис. 1.

В зависимости от местоположения имплантируемой пластины и фрагмента параболы возможны различные комбинации нагружения пластины с целью приближения ее формы к линии фрагмента идеальной параболы. Например, ближе к вершине параболы с фокальным параметром p пластины длиной $x = l$ следует нагружать моментами M_z согласно (4), (8), (10)

$$\varphi_1 = \frac{l}{p_1} = \frac{M_z a \sqrt{\Delta x_{0i}^2 + \Delta y_{0i}^2}}{D}, \quad (12)$$

где $\Delta x_{0i} = x_{0i+1} - x_{0i}$; $\Delta y_{0i} = y_{0i+1} - y_{0i}$; $p_1 = R_{i+1} = p(1 + 2y_{0i+1})^{3/2}$.

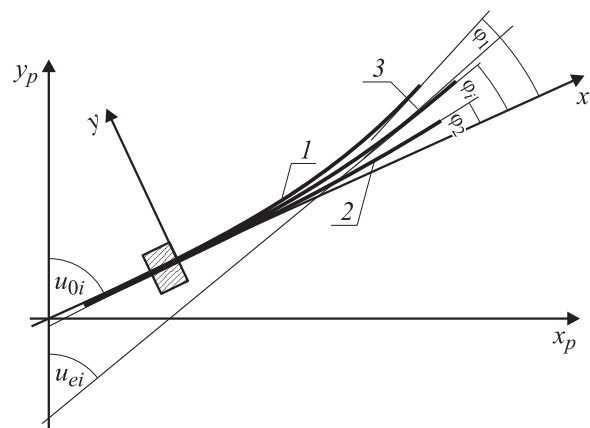


Рис. 1. Схема форм изгиба плоских пластин, защемленных с одной стороны и нагруженных с другой распределительными моментами сил (1) и поперечными силами (2) по сравнению с фрагментом параболы (3).

Фрагменты, расположенные дальше от вершины параболы, по форме будут больше приближаться к линии изгиба пластины силами K_y , согласно (5), (8), (11) и для них можно написать уравнение, аналогичное уравнению (12). Отклонения будут тем меньше, чем меньше будут длины l пластин.

Пленочные откатные цилиндрические концентраторы

Все предыдущие изменения формы пластин относились к изгибам без деформации растяжения или сжатия, поэтому один конец или оба конца пластин были свободными или свободно опирающимися по всему краю пластины. Потенциальная энергия деформированного элемента пластины определялась только энергией изгиба, а энергией на растяжение можно было пренебречь. В дальнейшем рассмотрим противоположный крайний случай, когда потенциальная энергия деформации изгиба элемента пластины мала по сравнению с потенциальной энергией деформации растяжения. Это случай откатных пленочных железобетонных концентраторов.

Рассмотрим прямоугольную пленку, закрепленную между двумя прямолинейными и параллельными опорами и нагруженную разностью газовых давлений Δp между двумя ее поверхностями. Систему координат x, y, z расположим так, чтобы ось z была направлена параллельно линии прямолинейных опор, ось x — перпендикулярно им, а ось y дополняла эту прямоугольную систему координат, начало которой поместим в середину между опорами. Примем, что нагрузка по направлению оси z отсутствует. Тогда уравнения равновесия элемента пленки длиной dl и шириной a в направлении, перпендикулярном оси z , и шириной a будут иметь вид, аналогичный уравнениям для гибкой нити [1]

$$\frac{dF}{dl} = -\Delta p a, \quad (13)$$

$$\frac{dM}{dl} = [Ft], \quad (14)$$

где dF и dM — приращения силы и момента сил внутренних напряжений в сечении ah на расстоянии dl , t — единичный вектор в направлении dl .

Заметим, что здесь нет ограничивающих условий, когда пленка между опорами предварительно натянута или имеет по оси x равномерный напуск.

Рассмотрим случай, когда момент сил по всей длине пленки и на опорах отсутствует $M = 0$. Тогда вектор t параллелен вектору F (14) и они находятся в плоскости x, y . Учитывая, что вектор газового давления Δp всегда перпендикулярен поверхности пленки и, следовательно, вектору t , а натяжение F постоянно по всей длине l , из уравнения (13), определим составляющие векторов по координатам

$$\frac{d}{dl} \left(F \frac{dx}{dl} \right) = \Delta p a \frac{dy}{dl}, \quad \frac{d}{dl} \left(F \frac{dy}{dl} \right) = \Delta p a \frac{dx}{dl},$$

откуда

$$F \frac{dx}{dl} = \Delta p a y + C_1, \quad F \frac{dy}{dl} = \Delta p a x + C_2, \quad (15)$$

или, возводя в квадрат и складывая, получим

$$\frac{F^2}{\Delta p^2 a^2} = (x + d)^2 + (y + b)^2 = R^2, \quad (16)$$

где $d = C_2/\Delta p a$, $b = C_1/\Delta p a$.

Для определения постоянных интегрирования C_1 и C_2 используем следующие условия. Ввиду равномерности нагружения пленки газовым давлением, а также благодаря симметричности расположения опор относительно плоскости yz можно принять, что деформация пленки будет симметрична этой плоскости и смена знака производной dy/dl или угла наклона линии деформации произойдет на оси z при $x = 0$, $y = 0$, т.е. $dy/dl = 0$ и $dx/dl = 1$, поэтому в уравнениях (15) $C_1 = F$, $C_2 = 0$.

Если пленка имеет напуск, т.е. ее первоначальная длина l больше расстояния между опорами L , то, обозначив центральный угол φ_0 в плоскости x, y , отсчитываемый от оси y до вектора-радиуса R , проведенного из центра дуги к опоре, найдем связь между этими параметрами, следующими из закона Гука и геометрии линий деформации (16),

$$F = Ra\Delta p, \quad \sigma = \frac{F}{ha}, \quad R = \frac{l}{2\varphi_0} \left(1 + \frac{\sigma}{E} \right),$$

$$\frac{\sin \varphi_0}{\varphi_0} = \frac{L}{l(1 + \frac{\sigma}{E})} \approx 1 - \frac{\varphi_0^2}{3!} + \frac{\varphi_0^4}{5!} - \dots, \quad (17)$$

где h — толщина пленки.

При таком частном рассмотрении деформации пленки напряжения в ней по оси z отсутствуют. В случае наличия начального напряжения по оси z σ_{0z} , а также последующего дополнительного напряжения σ_z , вызванного воздействием газового давления Δp в уравнении (17) следует изменить член σ/E на $(\sigma - \mu(\sigma_{0z} + \sigma_z))/E$, учитывающий относительную деформацию растяжения при напряжениях по двум осям. Кроме того, форма пленки в этом случае будет определяться суперпозицией двух деформаций: в плоскости x, y , определяемой уравнениями (17), и в плоскости y, z , определяемой уравнениями, аналогичными уравнениям (17),

$$F_z = R_z l \Delta p, \quad \sigma_z = \frac{F_z}{hl}, \quad R_z = \frac{a}{2\beta_0} \left(1 + \frac{\sigma_z - \mu\sigma}{E} \right),$$

$$\frac{\beta_0}{\sin \beta_0} = 1 + \frac{\sigma_z - \mu\sigma}{E}, \quad (18)$$

где β_0 — угол между осью y и радиусом-вектором R_z в плоскости yz , F_z — натяжение пленки по оси z , вызванное давлением газа Δp .

Первые уравнения в (17), (18) не противоречат закону Лапласа, определяющего, например, капиллярное давление как суперпозицию давлений по главным радиусам кривизны в перпендикулярных плоскостях.

Откачной желобообразный цилиндрический или параболический концентраторы могут быть с цельной отражающей поверхностью из металлизированной пленки, фольги, металлической ленты или из их комбинаций. Причем отражающая поверхность в параболическом желобообразном концентраторе создается с помощью параболической формы решетчатого каркаса. Радиус кривизны пленки (ленты) между прямолинейными жесткими опорами, расположенными вдоль оси желоба, будет неизменным и определяться уравнением (16). Расстояние между опорами нормируется определяется допустимым угловым отклонением участка пленки у опоры. Это отклонение на i -ом участке параболы равно углу между касательными к параболе и к дуге у опоры $i + 1$

$$\delta_{i+1} = \arcsin 0.5 (\Delta x_{0i}^2 + \Delta y_{0i}^2)^{\frac{1}{2}} - \arcsin (1 + 2y_{0i+1})^{-\frac{1}{2}} + \operatorname{arctg} \frac{\Delta x_{0i}}{\Delta y_{0i}}. \quad (19)$$

Здесь принято, что для пленки у опоры $M = 0$. Для металлической ленты, например, на промежуточной опоре $M > 0$, поэтому отклонение, вычисленное по уравнению (19), будет завышенным.

В реальных эксплуатационных условиях разность давлений Δp может быть весьма малой $\Delta p \approx 1.5$ кПа, что вполне обеспечивает формоустойчивость пленки при наиболее вероятных скоростях ветра $v = 8$ м/с, создающих дополнительное давление на уровне $\Delta p_1 = 40$ Па. Лицевая сторона отражающей металлической поверхности должна быть защищена прозрачной пленкой из окиси металла (типа Al_2O_3) или полимерной пленки (типа майлара, каптона), которая одновременно может служить герметизирующим элементом в конструкциях с металлическими лентами или пластинами.

Конструктивные особенности и элементы технологии изготовления концентраторов

Конструктивно желобообразный параболический упругодеформированный концентратор представляет собой металлический каркас, на котором закреплены пластины или ленты с отражающим покрытием. Каркас состоит из дугообразных шпангоутов, на которых установлены прямолинейные стрингеры. Координаты установки стрингеров совпадают с координатами точек, расположенных на заданной параболы с фокальным параметром p . Опорные для пластин плоскости стрингеров лежат в плоскостях, в которых находятся касательные к параболе в этих точках. На опорной плоскости каждого стрингера заземляется один из концов пластины или ленты. А другой, противоположный конец закрепляется на скользящей посадке на соседнем стрингере. Расстояние между стрингерами равно ширине ленты $l \leq 0.1 \dots 0.2p$. Между несущими стрингерами

может быть установлен корректирующий стрингер на расстоянии $x_0 = 0.6 \dots 0.8l$ от заземленного конца. На этом расстоянии находится участок наибольшего отклонения деформированной пластины от параболы $\Delta \leq (0.5 \dots 1) 0.001p$. Корректирующий стрингер может поджатием пластины скомпенсировать это отклонение. Угловая погрешность этого участка не превосходит нескольких угловых минут, причем усредненная по всей поверхности между стрингерами угловая погрешность находится на уровне $\delta \approx 2'$. Методика расчета упругой линии пластины и ее отклонений от параболы описана ниже.

Конструктивно желобообразный цилиндрический пленочный откачной концентратор представляет собой герметичную дуговую полость, образованную с внутренней стороны отражающей поверхностью пленки, опирающейся на прямолинейные стрингеры, а с внешней стороны полость ограничена корытообразной жесткой металлической поверхностью, закрепленной на стрингерах и шпангоутах. Форма отражающей поверхности металлизированной пленки определяется газовым давлением и опорами по контуру. Псевдофокусное расстояние цилиндрического отражателя поддерживается неизменным благодаря управлению разностью давлений внутри и снаружи герметичной полости за счет связи по сигналам датчика положения „фокуса“ [5].

Для сравнительных оценок конструкций сопоставим реализованный модуль параболического концентратора с фокальным параметром $p = 3$ м, состоящий в SEGS-VIII из самонесущих квадратных стеклянных зеркал толщиной 3 мм и размером сторон $a = 0.5p$. Зеркала расположены по 4 в ширину и по 6–7 в длину концентратора. Эквивалентный концентратор из упруго-деформированных металлических лент (алюминиевый сплав, сталь) может состоять из лент толщиной 0.1 мм и более, шириной $l \leq (0.1 \dots 0.2)p$ и длиной до длины модуля, что по числу отражающих элементов поверхности является величиной того же порядка. Однако по массе до порядка меньше. В связи с этим каркас опорно-поворотной системы может быть значительно меньше по массе, чем масса опорно-поворотной конструкции с самонесущими зеркалами. Ветровые нагрузки создают приблизительно такие же оптические погрешности, как и собственный вес стеклянных зеркал толщиной 3 мм, закрепленных по углам, при поворотах [2].

Методика расчета

Определение формы упругой линии пластины, имплантируемой в i -й участок параболической поверхности концентратора, сводится к совместному решению двух уравнений. Первое уравнение определяет координаты упругой линии при совместном действии момента M_z и силы K_y и имеет вид суммы уравнений (4) и (5)

$$y_i = \frac{x_i^2}{2p_1} + \frac{x_i^2}{2p_2} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{x_i}{l_i} \right).$$

Второе уравнение определяет углы поворота сечений этой пластины и представляет сумму уравнений (10) и (11)

$$\varphi_i = \frac{x_i}{p_1} + \frac{x_i}{p_2} \left(1 - \frac{x_i}{2l_i} \right). \quad (20)$$

Обозначив конечные смещения точек пластины при $x_i = l_i$ через $\Delta y_i = y_i/l_i$ и конечный угол поворота сечения через $\varphi_i = \Delta u_i$, найдем из (19) и (20), исключив p_1 и p_2 ,

$$\begin{aligned} y_i &= \frac{a_i}{l_i} x_i^2 - \frac{b_i}{l_i^2} x_i^3, \\ \varphi_i &= \frac{2a_i}{l_i} x_i^2 - \frac{3b_i}{l_i^2} x_i^2, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$a_i = 3\Delta y_i - \Delta u_i, \quad b_i = 2\Delta y_i - \Delta u_i,$$

при этом

$$\begin{aligned} p_1 &= l_i^2 / (4\Delta u_i l_i - 6\Delta y_i), \\ p_2 &= l_i^2 / (12\Delta y_i - 6\Delta u_i l_i). \end{aligned} \quad (22)$$

Приравняем конечное смещение точек и конечный поворот сечения пластины соответственно к разности ординат и углов к касательным в начале и в конце параболы на i -м участке и получим следующие уравнения для коэффициентов (21):

$$\begin{aligned} \Delta y_i &= -(x_{pei} - x_{p0i}) \cos u_{0i} + \frac{1}{2} (x_{pei}^2 - x_{p0i}^2) \sin u_{0i}, \\ \Delta u_i &= u_{0i} - u_{ei}, \end{aligned}$$

где x_{p0i} , x_{pei} — абсциссы начала и конца заменяемого i -го участка параболы в системе координат параболы x_p , y_p с вершиной в начале координат; u_{0i} , u_{ei} — углы касательных к параболе в точках начала и конца i -го участка.

Силовые воздействия, которые надо приложить к концу пластины согласно уравнениям (4) и (5) и определенным параметрам p_1 и p_2 из (22), равны

$$\begin{aligned} M_z &= \frac{D}{p_1 a} = \frac{2D}{l_i^2 a} (2\Delta u_i l_i - 3\Delta y_i), \\ K_y &= \frac{D}{p_2 a l_i} = \frac{6D}{l_i^3 a} (2\Delta y_i - \Delta u_i l_i). \end{aligned}$$

Отклонение линии изгиба пластины от линии i -го участка параболы можно определить, выразив координаты i -го участка параболы в системе координат пластины и определив разность их координат и углов касательных к этим кривым. Перевод координат линии параболы x_p , y_p в систему координат пластины имеет вид

$$\begin{aligned} x_{pi} &= (x_p - x_{p0i}) \sin u_{0i} + (x_p^2 - x_{p0i}^2) \frac{\cos u_{0i}}{2p}, \\ y_{pi} &= -(x_p - x_{p0i}) \cos u_{0i} + (x_p^2 - x_{p0i}^2) \frac{\sin u_{0i}}{2p}. \end{aligned}$$

Поэтому отклонения координат линии изгиба пластины от линии параболы, а также угловые отклонения касательных к ним равны

$$\begin{aligned} \delta x &= x_{pi} - x_i, \quad \delta y = y_{pi} - y_i, \\ \delta \varphi &= u_i - \varphi_i. \end{aligned}$$

Эту задачу нагляднее и проще решать графоаналитическим способом, прочерчивая линии, так как найти оптического соответствия координат аналитически сложнее.

Коэффициенты концентрации солнечной энергии

Одной из важнейших характеристик качества концентратора является достижимая при помощи его степень уплотнения солнечной энергии в приемнике излучения. Эта степень уплотнения оценивается средним коэффициентом концентрации C , который равен отношению суммарной мощности солнечной радиации, упавшей на поверхность концентратора, к мощности, поступившей в фокальную полосу приемника, или в конечном счете отношению площади входа в концентратор S_0 , к площади фокальной полосы S_1 с учетом коэффициента отражения η_r , следовательно $C = \eta_r S_0 / S_1$.

Если принимать во внимание, что реальные поверхности отражателей отклоняются от идеальных геометрических (параболических или цилиндрических) на локальные углы δ , то необходимо в отраженном луче к углу максимального отклонения солнечных лучей от параллельности, т.е. к половине угла видимого солнца α_0 , добавить удвоенный угол δ , что следует из законов геометрической оптики. Тогда при нормальном падении солнечных лучей на входную поверхность параболического желобобразного концентратора с углом раскрытия (апертурой) Θ_0 и фокальным параметром p средний коэффициент концентрации будет равен для плоского приемника (типа фотоэлектрических преобразователей)

$$C_n = \eta_r \frac{S_0}{S_1} = \eta_r \frac{\sin \Theta_0 \cos \Theta_0}{\frac{\alpha_0}{2} + 2\delta} = \eta_r \frac{\sin 2\Theta_0}{\alpha_0 + 4\delta}, \quad (23)$$

для цилиндрического приемника (типа трубы теплообменника)

$$\begin{aligned} C_r &= \eta_r \frac{S_0}{S_1} = \eta_r \frac{\sin \Theta_0}{\left(\frac{\alpha_0}{2} + 2\delta\right) \left(\frac{\pi}{2} + \Theta_0\right)} \\ &= \eta_r \frac{4 \sin \Theta_0}{(\alpha_0 + 4\delta)(\pi + 2\Theta_0)}. \end{aligned} \quad (24)$$

На рис. 2 представлены эти зависимости (23), (24) при значении $\alpha_0 = 32'$ и параметрах $\delta = 0$ (кривые 1, 3) $\delta = 2'$ (кривые 2, 4) соответственно.

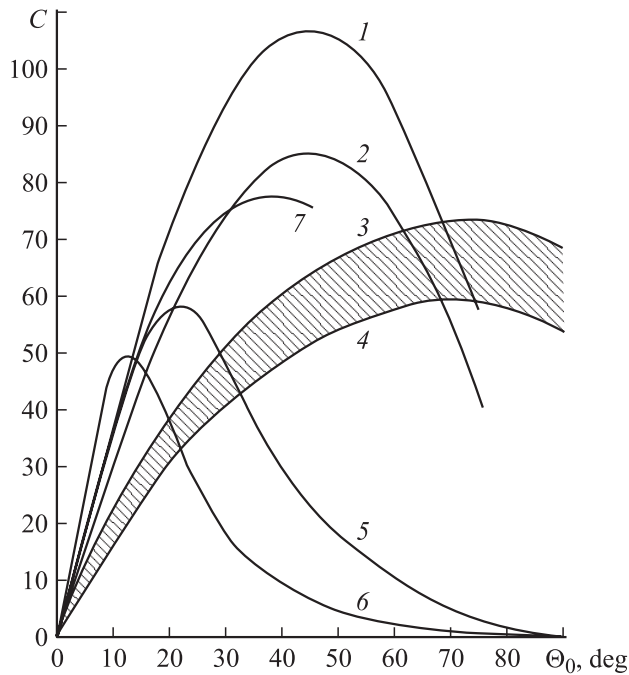


Рис. 2. Средние коэффициенты концентрации желобообразных тонкостенных параболических (1–4) и пленочных цилиндрических (5–7) концентраторов: 1 — при $\delta = 0$ и плоском приемнике, 2 — при $\delta = 2'$ и плоском приемнике, 3 — при $\delta = 0$ и цилиндрическом приемнике, 4 — при $\delta = 2'$ и цилиндрическом приемнике, 5 — при плоскости приема на расстоянии $R/2 - \Delta l$, 6 — при фокальной плоскости на расстоянии $R/2$, 7 — при приемнике с контротражателями.

Для случая цилиндрического желобообразного концентратора, пользуясь выводами, сделанными для сферического концентратора в [6,7], можно показать, что в фокальной плоскости $R/2$, где R — радиус дуги цилиндра, средний коэффициент концентрации равен

$$C_{nc} = \eta_r \frac{\sin \varphi_m}{\operatorname{tg} (2\varphi_m + \frac{\alpha_0}{2}) (\cos \varphi_m - \frac{1}{2}) - \sin \varphi_m}, \quad (25)$$

где центральный угол дуги $\varphi_m \approx \Theta_0/2 + \Theta_0^3/16$.

Эта функция (25) дана на рис. 2 (кривая 6). Как видно, значения коэффициента концентрации $C_{nc} \ll C_n$. Можно увеличить коэффициент концентрации цилиндрического отражателя, сдвинув от плоскости $R/2$ плоскость приема излучения в сторону отражателя на расстояние [6–8]

$$\Delta l = 0.45 \frac{R}{2} \left(\frac{\Theta_0}{2} + \frac{1}{16} \Theta_0^3 \right)^2.$$

В этом случае коэффициент концентрации возрастает до величины

$$C_{nw} = \eta_r \frac{\sin 2\Theta_0}{\alpha_0 + \frac{1}{16} \Theta_0^3}. \quad (26)$$

Для сравнения с (25) зависимость (26) приведена на рис. 2 (кривая 5). Как видно, максимальные значения коэффициента $C_{nw} \approx 1, 2C_{nc}$, однако не достигают

величин коэффициентов концентрации параболических отражателей (кривые 1, 2 на рис. 2). Достичь этого уровня можно путем установки на приемнике v -образных контротражателей [5] с коэффициентом отражения η'_r . Тогда коэффициент концентрации будет равен

$$C_k = \eta_r \frac{4[\sin \varphi_k + \eta'_r (\sin \varphi_m - \sin \varphi_k)]}{\alpha_0}, \quad (27)$$

где $\varphi_k \leq 6^\circ$ — угол дуги, при котором форма параболы практически неотличима от окружности; эта зависимость (27) графически представлена на рис. 2 (кривая 7) при $\eta_r = \eta'_r = 0.9$.

Построенные фирмой LUZ лучшие желобообразные параболические концентраторы, собранные из самонесущих жестких зеркальных пластин толщиной 3 mm, обладают коэффициентами отражения $\eta_r = 0.94$ и концентрации $C_T = 0.61 \dots 0.71$ [9]. Эти значения находятся в зоне предельно достижимых величин для цилиндрических приемников (рис. 2, кривые 3, 4). И на уровне этих значений находятся параметры упругодеформированных тонколистовых концентраторов (рис. 2, кривая 7). Однако по стоимости и по удельным весам концентраторы, изготовленные из тонколистовых или пленочных материалов толщиной 0.1 ... 0.3 mm, в 2 ... 5 раз дешевле и легче по сравнению с самонесущими жесткими отражателями из пластин толщиной более 3 mm [9].

Выводы

1. Показано, что из упругодеформированных плоских пластин или пленок можно создать отражающие поверхности солнечных желобообразных концентраторов с коэффициентами концентрации того же порядка величин, которые имеют предварительно отформированные жесткие зеркала $C_n \leq 80$.

2. Солнечные коллекторы, состоящие из упругодеформированных отражающих пластин и/или пленок и приемников излучения с контротражателями, по удельным весам и стоимости значительно (до 2 ... 5 раз) легче и дешевле, чем аналогичные коллекторы с жесткими самонесущими концентраторами.

Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. Теоретическая физика. Т. VII. М.: Наука, 1965. 204 с.
- [2] Концентраторы солнечного излучения. Сб. ЦПНТОЭ и ЭП / Под ред. В.А. Грилихеса. Л.: Энергия, 1971.
- [3] Концентраторы солнечного излучения для фотоэлектрических энергоустановок. Сб. ЦПНТОЭ и ЭП / Под ред. В.А. Грилихеса. Л.: Энергоатомиздат, 1986.
- [4] Стребков Д.С., Тверьянович Э.В. Концентрирующие системы для солнечных электростанций. Теплоэнергетика. № 2. М., 1999.
- [5] Рылов Ю.П. Солнечная энергетическая установка. Заявление о выдаче патента РФ № 2001117276/06(018593) от 26.06.2001.

- [6] *Вейнберг В.Б.* Оптика в установках для использования солнечной энергии. М.: Оборонгиз, 1959. 235 с.
- [7] *Кудрин О.И.* Солнечные высокотемпературные космические энергодвигательные установки. М.: Машиностроение, 1987. 247 с.
- [8] *Khartchenko N.V.* Thermische Solaranlagen, Springer Verlag, 1994. 208 p.
- [9] *Goy G.C., Horn M., Lang J.* et al. Kostenaspekte erneuerbarer Energiequellen. Oldenbourg; Munchen; Wien: Verlag, 1991.