

07

## О влиянии хроматической аберрации на концентрацию солнечного излучения линзами Френеля

© Е.В. Бобкова, В.А. Грилихес, А.А. Солюянов, М.З. Шварц

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

E-mail: gril@scell.ioffe.rssi.ru

Поступило в Редакцию 10 июля 2006 г.

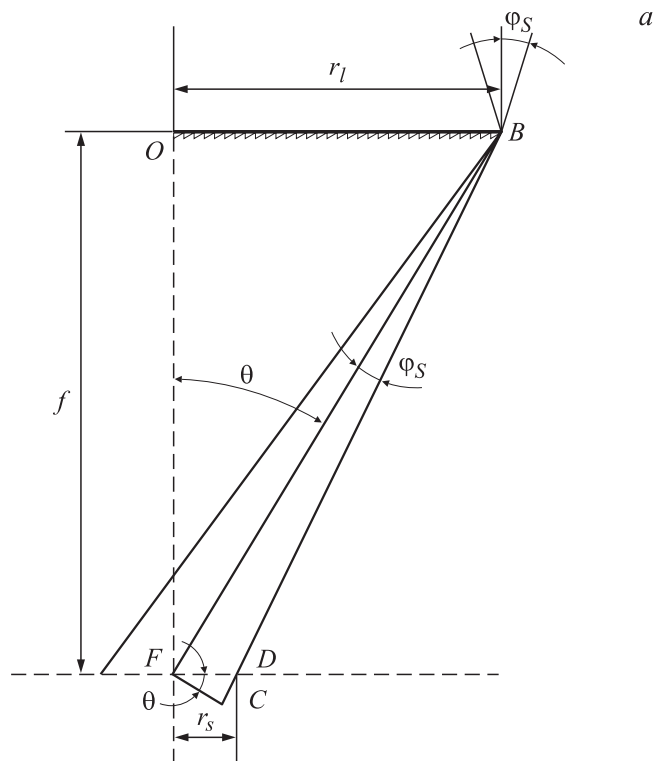
Показано, что хроматическая аберрация (ХА) существенно уменьшает способность линз Френеля концентрировать солнечное излучение, и определена возможность снижения отрицательного влияния ХА за счет оптимизации параметров линзы.

PACS: 45.15.Eq

В настоящее время линзы Френеля (ЛФ) достаточно широко используются для концентрации солнечного излучения в фотоэлектрических установках. Они компактны, технологичны, относительно дешевы и перспективны для применения при массовом производстве линзовых блоков фотоэлектрических модулей. Их основной недостаток обусловлен хроматической аберрацией, приводящей к значительному снижению энергетической эффективности ЛФ при концентрации солнечного излучения, для которого характерен широкий спектральный диапазон и конечный угловой размер источника. Однако в большинстве известных нами работ, в частности [1–6], рассматривается влияние хроматической аберрации в основном лишь на эффективность многопереходных солнечных элементов, преобразующих сконцентрированное ЛФ излучение, а не на характеристики самой линзы.

Цель данной работы состояла в оценке степени влияния хроматической аберрации на максимальную концентрирующую способность ЛФ и определении возможных путей снижения этого влияния.

При отсутствии хроматической аберрации в случае концентрации монохроматического излучения все зубцы линзы Френеля направляют излучение в фокус (рис. 1, а). В этом случае радиус фокального пятна  $r_s$



**Рис. 1.** Концентрация ЛФ монохроматического излучения источника с угловым размером Солнца  $\varphi_S$ : *a* — схема прохождения пучка лучей в фокус линзы; *b* — зависимость радиуса фокального пятна и геометрического коэффициента концентрации от фокусного расстояния линзы.

и соответствующее ему значение геометрического коэффициента концентрации  $C_g = (r_l/r_s)^2$  определяются габаритными размерами линзы (радиусом  $r_l$  и фокусным расстоянием  $f$ ) и угловым радиусом Солнца  $\varphi_S = 16'$ . При фиксированном значении радиуса линзы  $r_l$  с увеличением фокусного расстояния  $f$  путь прохождения лучей увеличивается и радиус пятна в фокальной плоскости должен возрастать. Но с увеличением  $f$  угол раскрытия линзы  $\theta$  уменьшается, а это приводит к уменьшению  $r_s$ .

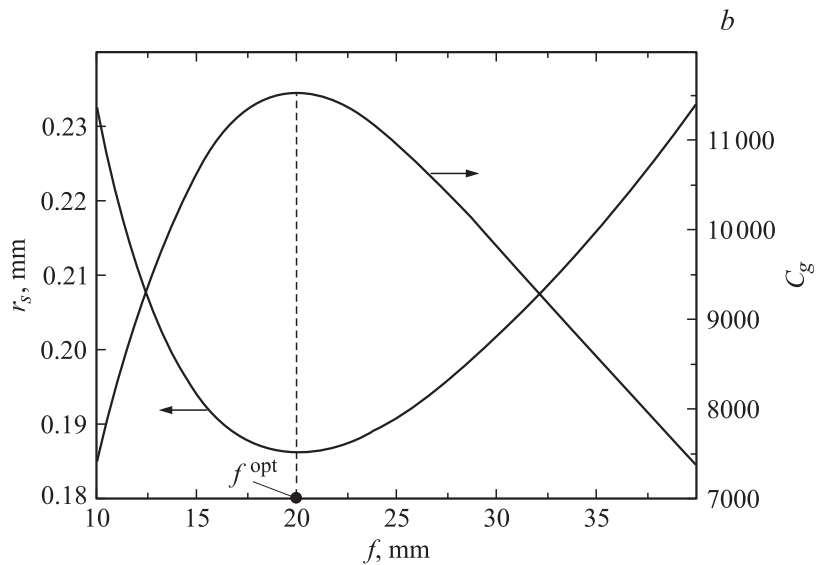


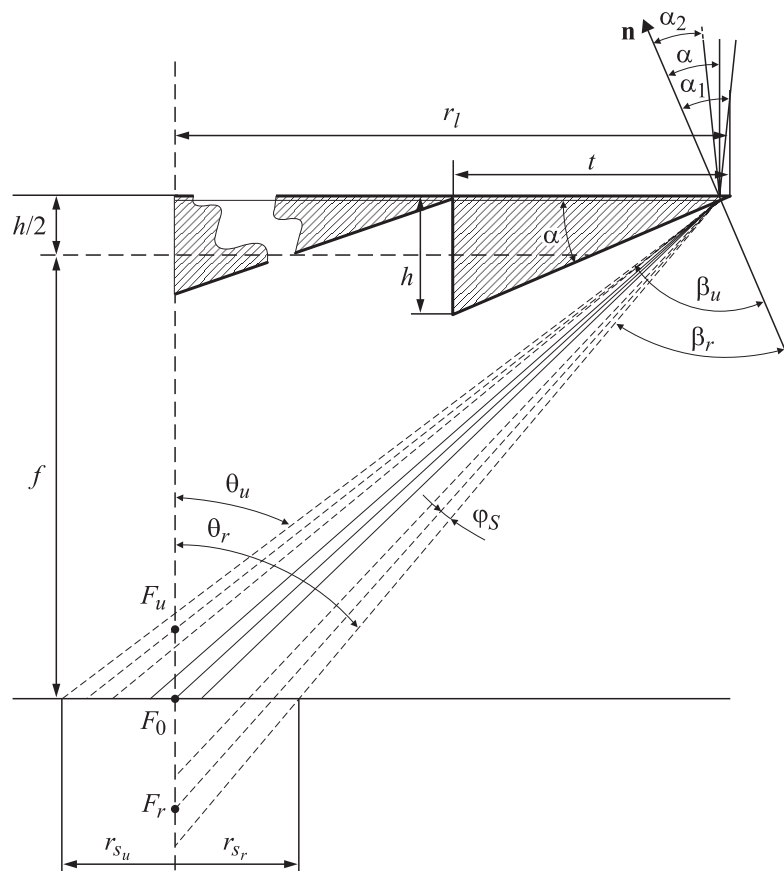
Рис. 1 (продолжение).

Пренебрегая непараллельностью лучей  $BF$  и  $BD$  ввиду малости угла  $\varphi_s$ , из треугольников  $OBF$  и  $FDC$  (см. рис. 1,  $a$ ) получим:

$$r_s = FD = f \operatorname{tg} \varphi_s (1 + (r_l/f)^2). \quad (1)$$

Из этого выражения следует, что при  $r_l = \text{const}$  должно существовать оптимальное значение  $f^{\text{opt}}$ , обеспечивающее минимальный радиус фокального пятна  $r_s^{\text{min}}$ , которому соответствует максимальный геометрический коэффициент концентрации  $C_g^{\text{max}}$ .

Из рис. 1,  $b$ , на котором представлены зависимости  $r_s$  и  $C_g$  от  $f$  при  $r_l = 20$  mm, видно, что минимальное значение радиуса пятна и максимальное значение геометрического коэффициента концентрации достигаются при оптимальном значении фокусного расстояния  $f^{\text{opt}} = 20$  mm и равны соответственно  $r_s^{\text{min}} = 0.186$  mm и  $C_g^{\text{max}} = 11541$ . Оптимальный угол раскрытия линзы  $\theta^{\text{opt}}$  при этом равен  $45^\circ$ . Такие значения рассматриваемых параметров характерны для зеркальных концентраторов солнечного излучения, где хроматическая aberrация отсутствует [7].



**Рис. 2.** Схема прохождения солнечных пучков лучей через крайний зубец ЛФ.

Хроматическая aberrация, обусловленная зависимостью показателя преломления материала линзы от длины волны излучения  $n(\lambda)$ , приводит к существенному увеличению радиуса фокального пятна. На рис. 2 схематично показано, как пучок солнечных лучей при прохождении через крайний зубец линзы в результате дисперсии света разлагается на несколько монохроматических пучков с угловой расходимостью  $2\varphi_S$ , каждому из которых соответствует излучение определенной длины

волны. Центральный луч пучка той длины волны, которая соответствует выбранному из зависимости  $n(\lambda)$  расчетному значению показателя преломления  $n_{calc}$ , определяющему профиль линзы, попадает в центр фокальной плоскости  $F_0$ . Пучки лучей, длина волны которых не совпадает с длиной волны, соответствующей  $n_{calc}$ , будут пересекать оптическую ось выше (УФ-излучение) или ниже (ИК-излучение) фокальной плоскости линзы, образуя на оси дополнительные фокусы  $F_u$  и  $F_r$ . В этом случае радиус пятна в фокальной плоскости будет определяться пересечением с ней крайнего луча того пучка, длина волны излучения которого находится на крае рассматриваемой части солнечного спектра в УФ- или ИК-области.

Радиусы фокальных пятен, определяемые крайними лучами пучков УФ- и ИК-излучения, т.е.  $r_{su}$  или  $r_{sr}$ , могут быть определены следующим образом (см. рис. 2).

Угол падения центрального луча пучка солнечного излучения на преломляющую грань линзы определяется как

$$\alpha = \text{arctg} \frac{r_l - t/2}{n_{calc} \sqrt{(r_l - t/2)^2 + f^2} - f}, \quad (2)$$

где  $t$  — шаг профиля линзы [8].

В связи с тем что после преломления в ультрафиолетовой области солнечного спектра наибольшее отклонение от оси имеет крайний луч с большим углом падения  $\alpha_1$ , а в инфракрасной — с меньшим углом падения  $\alpha_2$ , будем рассматривать только эти два луча:

$$\alpha_1 = \alpha + \varphi_S, \quad \alpha_2 = \alpha - \varphi_S. \quad (3)$$

Углы преломления лучей, идущих от краев солнечного диска, для УФ- и ИК-областей спектра связаны с углами падения законом Снеллиуса:

$$\beta_u = \arcsin(n_u \sin \alpha_1), \quad \beta_r = \arcsin(n_r \sin \alpha_2), \quad (4)$$

где  $n_u$  и  $n_r$  — показатели преломления материала линзы, соответствующие крайним значениям длин волн в рассматриваемом участке спектра солнечного излучения.

Углы между крайними преломленными лучами и оптической осью линзы для УФ- и ИК-областей спектра определяются как

$$\theta_u = \beta_u - \alpha, \quad \theta_r = \beta_r - \alpha. \quad (5)$$

Радиусы фокальных пятен, определяемые точками пересечения преломленных крайних УФ- и ИК-лучей с фокальной плоскостью, соответственно равны:

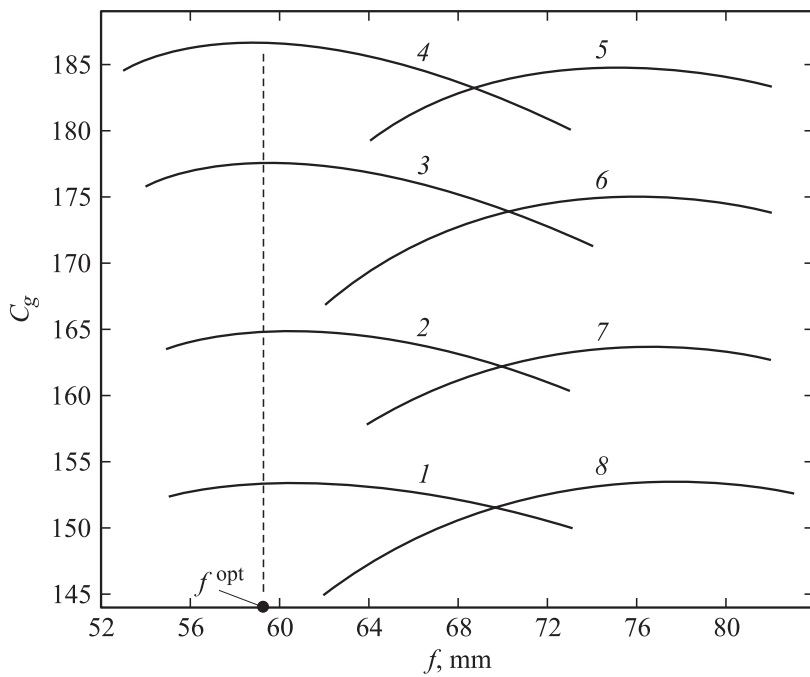
$$r_{s_u} = (f + h/2) \operatorname{tg} \theta_u - r_l; \quad r_{s_r} = r_l - (f + h/2) \operatorname{tg} \theta_r, \quad (6)$$

где  $h = t \operatorname{tg} \alpha$  — высота зубца линзы.

Последние две формулы показывают, что размер фокального пятна в обоих случаях определяется противоречивым влиянием фокусного расстояния линзы и углов  $\theta_u$  и  $\theta_r$ , которые уменьшаются с ростом  $f$ . Следовательно, при любом значении  $n_{calc}$ , варьируя фокусное расстояние, можно найти оптимальные значения  $f_u^{opt}$  и  $f_r^{opt}$ , при которых  $r_{s_u}$  и  $r_{s_r}$  будут минимальными. Радиус фокального пятна линзы равен наибольшему из этих двух минимальных значений  $r_s$ , которое и определяет максимальный геометрический коэффициент концентрации  $C_g^{max}$  и соответствующее ему значение  $f^{opt}$ . Заметим, что формула (1) является частным случаем выражений (6) при отсутствии ХА.

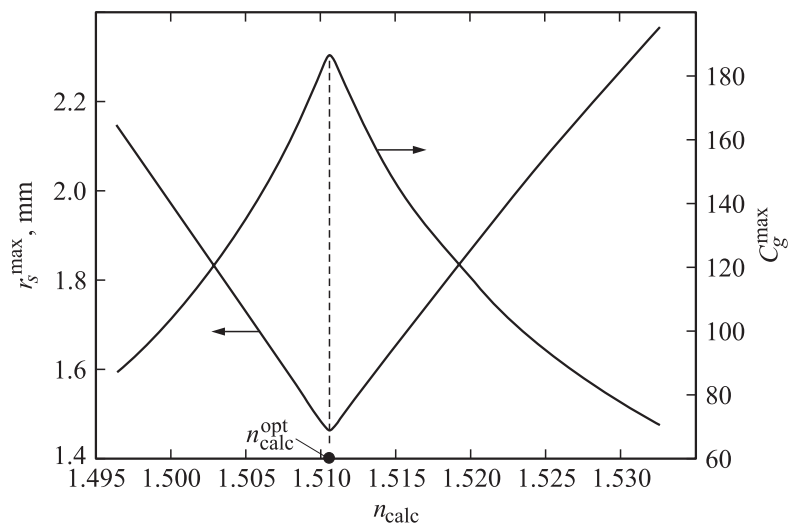
Расчеты выполнялись для диапазона длин волн солнечного спектра  $[0.3-1.8] \mu\text{m}$  с использованием экспериментальной зависимости  $n(\lambda)$ , измеренной в этом же диапазоне, при значениях  $r_l = 20 \text{ mm}$  и  $t = 0.5 \text{ mm}$ . Результаты расчетов, представленные на рис. 3, свидетельствуют о том, что даже при найденных указанным выше способом оптимальных значениях фокусного расстояния для всех  $n_{calc}$  максимальные геометрические коэффициенты концентрации солнечного излучения ЛФ из-за хроматической аберрации снижаются в десятки раз по сравнению со случаем, когда аберрация отсутствует (см. рис. 1, *b*).

Из рис. 3 также видно, что влияние хроматической аберрации на концентрирующую способность линзы наиболее сильно зависит от выбора расчетного значения показателя преломления  $n_{calc}$ . Это связано с тем, что при любом значении  $n_{calc}$  в центр фокального пятна линзы попадает осевой луч пучка с излучением той длиной волны, которая соответствует этому показателю преломления (см. рис. 2). Если в качестве  $n_{calc}$  взять значение показателя преломления, соответствующее крайней УФ-части солнечного спектра, то все пучки из видимого и инфракрасного диапазонов излучения пересекут оптическую ось ниже фокальной плоскости и за счет этого пятно будет значительно размыто. Напротив, если взять  $n_{calc}$ , соответствующее крайней ИК-части солнечного спектра, все остальные пучки лучей пересекут оптическую



**Рис. 3.** Зависимости геометрического коэффициента концентрации от фокусного расстояния линзы, определенные с учетом влияния хроматической аберрации при разных значениях расчетного показателя преломления  $n_{calc}$ : 1 — 1.5140; 2 — 1.5128; 3 — 1.5115; 4 — 1.5107; 5 — 1.5103; 6 — 1.5095; 7 — 1.5084; 8 — 1.5073.

ось линзы выше фокальной плоскости и пятно тоже будет сильно размыто. Очевидно, что оптимальное значение расчетного показателя преломления  $n_{calc}^{opt}$  должно находиться в средней части рассматриваемого спектрального диапазона солнечного излучения. В этом случае все монохроматические пучки лучей будут распределяться примерно одинаково относительно оптической оси в фокальной плоскости линзы и радиус пятна должен иметь минимальное значение, а геометрический коэффициент концентрации — *наивысшее из максимальных*.



**Рис. 4.** Зависимости минимального радиуса фокального пятна и максимального геометрического коэффициента концентрации от расчетного значения показателя преломления, определенные с учетом ХА.

На рис. 4 представлены зависимости определенных выше максимальных значений геометрического коэффициента концентрации и соответствующих им значений  $r_s^{\min}$  от расчетного показателя преломления. Из последних двух графиков (рис. 3 и 4) видно, что при указанных выше исходных данных наивысшее значение  $C_g^{\max}$  достигается при оптимальном значении расчетного показателя преломления  $n_{calc}^{\text{opt}} = 1.5107$ , соответствующем  $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ , и оптимальном фокусном расстоянии  $f^{\text{opt}} = 59 \text{ mm}$ , но и в этом случае оно не превышает  $C_g^{\max} = 187$ , что приблизительно в 60 раз меньше, чем в случае отсутствия хроматической аберрации (см. рис. 2).

Таким образом, проведенное исследование позволяет сделать вывод, что хроматическая аберрация очень сильно снижает способность линз Френеля концентрировать солнечное излучение, но при правильном выборе конструктивных параметров линзы отрицательное влияние ХА можно уменьшить в 1.5–2 раза (см. рис. 3 и 4).



Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 05-08-33603.

## **Список литературы**

- [1] *Kurtz S.R., Friedman D.J., Olson J.M.* // Proc. of the 1<sup>st</sup> WCPEC. 1994. P. 1791–1794.
- [2] *James L.W.* // Proc. of 1<sup>st</sup> WCPEC. 1994. P. 1799–1802.
- [3] *Kurtz S.R., O'Neill M.J.* // Proc. of the 25<sup>th</sup> IEEE PVSC. 1996. P. 361–364.
- [4] *Araki K., Yamaguchi M.* // Proc. of the 17<sup>th</sup> EPVSEC. 2001. P. 2187–2190.
- [5] *Cotal H., Sherif R.* // Proc. of the 31<sup>st</sup> IEEE PVSC. 2005. P. 747–750.
- [6] *Juso H. et al.* // Proc. of 15<sup>th</sup> PVSEC. 2005. P. 377–378.
- [7] *Грилихес В.А., Матвеев В.М., Полуэктов В.П.* Солнечные высокотемпературные источники тепла для космических аппаратов. М.: Машиностроение, 1975. 248 с.
- [8] *Тверьянович Э.В.* // Гелиотехника. 1993. № 5. С. 48–53.