

ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 621.373.526

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТИ ЗЕРКАЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА – СОЛНЕЧНОГО ЛИМБОГРАФА В РЕЖИМЕ НЕПРЕРЫВНОГО НАБЛЮДЕНИЯ ЗА СОЛНЦЕМ

© 2009 г. Х. И. Абдусаматов, доктор физ.-мат. наук; А. И. Богоявленский; Е. В. Лаповок;
С. И. Ханков, доктор техн. наук

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

Исследованы возможности обеспечения термостабильности телескопа лимбографа при длительном наблюдении за Солнцем в условиях вариаций теплового равновесия в автономной системе обеспечения теплового режима. Получены упрощенные формулы, позволяющие определить требования к параметрам системы терморегулирования, обеспечивающим термостабилизацию корпуса телескопа в пределах допустимых колебаний температурного уровня.

Коды OCIS: 120.4640, 120.0280, 350.1246, 350.6050, 350.6090.

Поступила в редакцию 29.01.2009.

Проведенные ранее исследования показали возможность обеспечения термостабильности зеркальной оптической системы солнечного лимбографа СЛ-200 при его работе в режиме наблюдения за Солнцем при двух крайних допущениях: для случая отсутствия термостабилизации корпуса объектива, а также для случая идеальной термостабилизации, когда температура корпуса остается постоянной [1, 2]. Вопрос о возможности обеспечения высокого качества изображения в телескопе при непрерывном длительном наблюдении за Солнцем в условиях реальной термостабилизации корпуса телескопа оставался открытым.

Представленные в данной работе результаты теоретических исследований позволили определить требования к точности термостабилизации корпуса телескопа и характеристикам системы терморегулирования, обеспечивающим удержание положения фокальной плоскости в допустимых пределах изменения (± 26 мкм). Система терморегулирования включает электронагрева-

тель (ЭН) на корпусе телескопа мощностью до 100 Вт и радиационную панель (РП) для сброса избыточной тепловой энергии излучением в открытый космос. При этом корпус телескопа соединен с РП тепловым мостом – металлической шиной с весьма высокой тепловой проводимостью. Отвод тепловой энергии от корпуса телескопа помимо РП исключен благодаря теплоизоляции внешней поверхности корпуса эффективной многослойной экранно-вакуумной теплоизоляцией (ЭВТИ). Учитывая весьма высокие требования к сохранению начального качества изображения в телескопе, необходимо проведение исследований влияния колебаний мощности ЭН на формирование термоаббераций телескопа – лимбографа.

Математическая модель процесса нагрева элементов зеркального телескопа, описывающая нестационарный теплообмен в системе тел два зеркала – корпус телескопа с ЭН и соединенная с ним РП, описывается системой трех дифференциальных уравнений вида

$$\left. \begin{aligned} C_{\Gamma} \frac{dT_{\Gamma}}{d\tau} + \sigma_{\Gamma K} (T_{\Gamma} - T_K) &= P_{\Gamma} \\ C_{\text{В}} \frac{dT_{\text{В}}}{d\tau} + \sigma_{\text{ВК}} (T_{\text{В}} - T_K) &= P_{\text{В}} \\ C_K \frac{dT_K}{d\tau} + \sigma_{\Gamma K} (T_K - T_{\Gamma}) + \sigma_{\text{ВК}} (T_K - T_{\text{В}}) + S_p \sigma_0 \left(\frac{T_K}{100} \right)^4 &= P \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

где T_i – температура i -го элемента (К), C_i – полная теплоемкость i -го элемента (Дж/К), σ_{ij} – тепло-

вая проводимость между элементами i и j (Вт/К), P_i – суммарная тепловая мощность, поглощаемая

или выделяемая в i -том элементе (Вт), (индексы i и j означают: г – главное зеркало, в – вторичное зеркало, к – корпус телескопа), τ – текущее время (с), S_p – площадь рабочей поверхности РП (м^2), P – мощность ЭН на корпусе телескопа (Вт), σ_0 – приведенная постоянная Стефана–Больцмана, $\sigma_0 = 5,67 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}^4$.

Последнее слагаемое в левой части третьего уравнения системы (1) описывает тепловой поток, сбрасываемый с РП в холодный космос. Вследствие весьма высокой тепловой проводимости теплового моста от корпуса телескопа к РП используется допущение о равенстве температур РП и корпуса телескопа. РП и ЭН являются важнейшими элементами автономной системы обеспечения теплового режима (АСОТР) лимбографа, ответственными за удержание и восстановление рабочего уровня температуры телескопа.

Мощность ЭН определяется из теплового баланса до начала наблюдений, когда выполняется начальное условие

$$T_{\text{г}} = T_{\text{в}} = T_{\text{к}} = T_0. \quad (2)$$

В этом случае, при $S_p = 0,25 \text{ м}^2$ и $T_0 = 263 \text{ К}$ получим

$$P = 1,4175 \left(\frac{T_{\text{к}}}{100} \right)^4 = 67,82 \text{ Вт}. \quad (3)$$

Необходимо отметить, что округление значений параметров с самого начала недопустимо, поскольку исследуются малые вариации температур. Однако понятно, что постоянное поддержание мощности с точностью до 0,01 Вт (относительная погрешность $\pm 0,015\%$) практически невозможно. Вопрос о допустимых и целесообразных округлениях будет исследован отдельно.

Для удобства анализа переходного теплового режима систему (1) целесообразно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{m_{\text{г}}} \frac{dT_{\text{г}}}{d\tau} + T_{\text{г}} - T_{\text{к}} &= \theta_{\text{г}} \\ \frac{1}{m_{\text{в}}} \frac{dT_{\text{в}}}{d\tau} + T_{\text{в}} - T_{\text{к}} &= \theta_{\text{в}} \\ \frac{1}{m_{\text{к}}} \frac{dT_{\text{к}}}{d\tau} + T_{\text{к}} &= \theta_{\text{к}} \end{aligned} \right\}. \quad (4)$$

В системе (4) использованы следующие обозначения:

$$\left. \begin{aligned} \theta_{\text{г}} &= P_{\text{г}}/\sigma_{\text{гк}}, \theta_{\text{в}} = P_{\text{в}}/\sigma_{\text{вк}}, \theta_{\text{к}} = \frac{\sigma_{\text{гк}}}{\sigma_{\Sigma}} T_{\text{г}} + \frac{\sigma_{\text{вк}}}{\sigma_{\Sigma}} T_{\text{в}} + \frac{P}{\sigma_{\Sigma}}, \\ \sigma_{\Sigma} &= \sigma_{\text{гк}} + \sigma_{\text{вк}} + \sigma_{\text{р}}, \sigma_{\text{р}} = \frac{S_p \sigma_0}{100} \left(\frac{T_{\text{к}}}{100} \right)^3, \\ m_{\text{г}} &= \sigma_{\text{гк}}/C_{\text{г}}, m_{\text{в}} = \sigma_{\text{вк}}/C_{\text{в}}, m_{\text{к}} = \sigma_{\Sigma}/C_{\text{к}} \end{aligned} \right\}. \quad (5)$$

Полные теплоемкости элементов телескопа равны (Дж/К): $C_{\text{г}} = 1100$, $C_{\text{в}} = 20$, $C_{\text{к}} = 1000$, а тепловые проводимости между элементами телескопа составляют (Вт/К) $\sigma_{\text{гк}} = 0,044$ и $\sigma_{\text{вк}} = 0,015$ [1]. При $T_{\text{к}} = 263 \text{ К}$ значение тепловой проводимости излучением с РП в холодный космос равно $\sigma_{\text{р}} = 0,258 \text{ Вт/К}$, откуда $\sigma_{\Sigma} = 0,317 \text{ Вт/К}$.

Вычисленные по известным тепловым проводимостям и теплоемкостям значения темпов m_i в мин^{-1} представлены в табл. 1, там же приведены округленные значения времени установления стационарного теплового режима в минутах, которое для каждого элемента определялось по формуле

$$\tau_{ic} = 4\tau_{iT} = 4m_i^{-1}, \quad (6)$$

где τ_{iT} – постоянная термической инерции i -го элемента, обратная значению темпа для того же элемента.

Как следует из данных таблицы, стационарная температура главного зеркала устанавливается примерно за 28 часов, вторичного зеркала – около 1,5 часа, а корпуса – почти за 3 часа. Однако расчет нестационарного теплового режима необходимо проводить на основе решения исходной системы уравнений (1). Линеаризованная

Таблица 1. Вычислительные значения темпов

$m_{\text{г}}$	$m_{\text{в}}$	$m_{\text{к}}$	$\tau_{\text{гс}}$	$\tau_{\text{вс}}$	$\tau_{\text{кс}}$
0,0024	0,045	0,023	1670	89	174

система (4) пригодна только для анализа термодинамических свойств телескопа. Это обусловлено тем, что тепловая проводимость σ_p зависит от величины T_K , что приводит к недопустимым погрешностям определения температур.

Тепловые мощности P_Γ и P_B в системе (1) описываются соотношением

$$\left. \begin{aligned} P_\Gamma &= \chi_\Gamma t E S_\Gamma \\ P_B &= [\varepsilon_{\text{пр}} + \chi_\Gamma (1 - \chi_\Gamma) \chi_B] t E S_B \end{aligned} \right\}, \quad (7)$$

где χ_Γ, χ_B – доля поглощенной энергии солнечного излучения рабочими поверхностями, соответственно, главного и вторичного зеркал, t – пропускание светофильтра на входе оптической системы, χ_Γ – доля энергии солнечного излучения, приходящего на рабочую поверхность вторичного зеркала после отражения от главного, $\varepsilon_{\text{пр}}$ – приведенная степень черноты системы двух экранов перед тыльной поверхностью вторичного зеркала, E – солнечная постоянная ($\text{Вт}/\text{м}^2$), S_Γ и S_B – площади сечения рабочих поверхностей главного и вторичного зеркал (м^2).

В расчетах приняты следующие значения параметров [1]:

$$\chi_\Gamma = \chi_B = 0,01, \varepsilon_{\text{пр}} = 0,004, \chi_\Gamma = 0,07, t = 0,01, \\ S_\Gamma = 3,14 \times 10^{-2} \text{ м}^2, S_B = 1,5 \times 10^{-3} \text{ м}^2. \quad (8)$$

Приняв $E = 1366 \text{ Вт}/\text{м}^2$, получим

$$P_\Gamma = 44 \times 10^{-4} \text{ Вт}, P_B = 10^{-4} \text{ Вт}. \quad (9)$$

На рис. 1 представлены вычисленные зависимости перегревов элементов $\vartheta_i = T_i - T_0$ от времени. Как видно из рис. 1, время установления стационарных перегревов соответствует данным табл. 1 по τ_{ic} . Нагрев главного зеркала существенно запаздывает. Стационарные значения перегревов элементов с погрешностью не более 1% равны

$$\vartheta_\Gamma = 0,106 \text{ К}, \vartheta_B = 0,0128 \text{ К}, \vartheta_K = 0,0061 \text{ К}. \quad (10)$$

Термонаведенное смещение фокальной плоскости телескопа определяется из соотношения [1]

$$\Delta f_1 = B_\Gamma \vartheta_\Gamma - B_K \vartheta_K + B_B \vartheta_B. \quad (11)$$

Коэффициенты B_Γ, B_K и B_B при перегревах главного зеркала ϑ_Γ , корпуса телескопа ϑ_K и вторичного зеркала ϑ_B являются постоянными для данной конкретной оптической схемы и для конкретных материалов элементов телескопа и в рассматриваемом случае равны в $\text{мкм}/\text{К}$ [1]

$$B_\Gamma = 79,2, B_K = 74,1, B_B = 15,8. \quad (12)$$

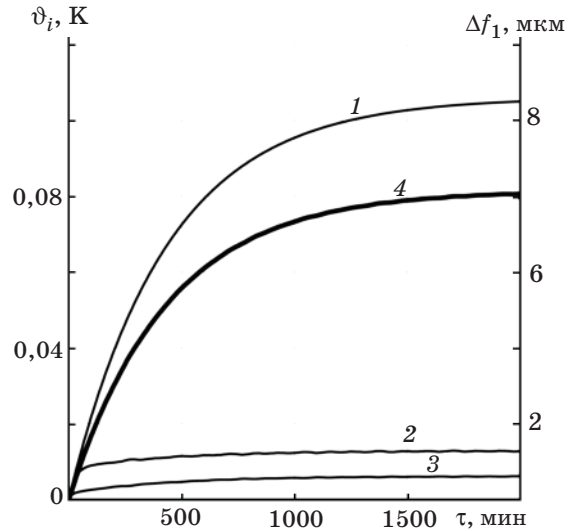


Рис. 1. Зависимости перегревов элементов телескопа от времени непрерывного наблюдения за Солнцем. 1 – главное зеркало, 2 – вторичное зеркало, 3 – корпус. 4 – зависимость от времени термонаведенного смещения фокальной плоскости.

Вычисленная по формуле (11) с учетом (12) зависимость от времени термонаведенного смещения фокальной плоскости приведена на рис. 1 (кривая 4). Продольная сферическая термоабберация в рассматриваемом случае на три порядка меньше, чем Δf_1 и не требует учета в дальнейших исследованиях.

Из (11) и (12) можно получить следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \Delta f_1 &= B_\Gamma \Delta \vartheta_\Gamma + B_B \Delta \vartheta_B + (B_\Gamma + B_B - B_K) \vartheta_K = \\ &= 79,2 \Delta \vartheta_\Gamma + 15,8 \Delta \vartheta_B + 20,9 \vartheta_K, \\ \Delta \vartheta_\Gamma &= \vartheta_\Gamma - \vartheta_K = T_\Gamma - T_K, \\ \Delta \vartheta_B &= \vartheta_B - \vartheta_K = T_B - T_K. \end{aligned} \quad (13)$$

В стационарном тепловом режиме из системы (1) следует

$$\begin{aligned} \Delta \vartheta_\Gamma &= P_\Gamma / \sigma_{\Gamma K}, \quad \Delta \vartheta_B = P_B / \sigma_{BK}, \\ \vartheta_K &= 100 \sqrt[4]{\frac{P + P_\Gamma + P_B}{S_p \sigma_0}} - T_0. \end{aligned} \quad (14)$$

Бортовые источники питания способны обеспечить относительную погрешность стабилизации мощности ЭН на уровне $\delta P = \pm \Delta P / P_0$ порядка 0,1–1%, где ΔP – абсолютная погрешность поддержания мощности ЭН (Вт), а P_0 – номинальное значение мощности (Вт). Вариации перегрева корпуса могут быть определены из равенств (14) и представлены в виде

Таблица 2. Значения коэффициентов D_i в мкм в зависимости от начальной температуры T_0

T_0	263	265,1	273	274,1	283	289,8	293
P_0	67,82	70	78,74	80	90,9	100	104,47
D_Γ	1820	—	1818	—	1816	—	1814
D_B	1073	—	1071	—	1069	—	1067
D_K	20,26	—	18,12	—	16,26	—	14,65

$$\vartheta_K = T_0 \left(4 \sqrt[4]{1 + \frac{\Delta P + P_\Gamma + P_B}{P_0}} - 1 \right), \quad (15)$$

$$T_0 = 100 \sqrt[4]{\frac{P_0}{S_p \sigma_0}}.$$

Поскольку дробь в подкоренном выражении (15) заведомо много меньше единицы, можно записать

$$\vartheta_K = T_0 (\delta P + \delta P_3) / 4, \quad \delta P = \Delta P / P_0, \quad (16)$$

$$\delta P_3 = (P_\Gamma + P_B) / P_0,$$

где δP_3 – отношение суммарной мощности поглощенного в зеркалах солнечного излучения к номинальному значению мощности ЭН.

Из равенств (14)–(16) следует, что соотношения (13) можно представить в виде

$$\Delta f_1 = D_\Gamma P_\Gamma + D_B P_B + D_K \Delta P, \quad (17)$$

$$D_\Gamma = B_\Gamma / \sigma_{\Gamma K} + D_K, \quad D_B = B_B / \sigma_{BK} + D_K,$$

$$D_K = (B_\Gamma + B_B - B_K) b,$$

$$b = \frac{T_0}{4 P_0} = \left[4 \frac{S_p \sigma_0}{100} \left(\frac{T_0}{100} \right)^3 \right]^{-1}.$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta f_1 &= 8,008 + 0,1073 + 5,065 = 13,8 \text{ мкм при } \Delta P = +0,25 \text{ Вт} \\ \Delta f_1 &= 8,008 + 0,1073 - 5,065 = 3,05 \text{ мкм при } \Delta P = -0,25 \text{ Вт} \end{aligned} \right\}, \quad (19)$$

при $T_0 = 293 \text{ К}$

$$\left. \begin{aligned} \Delta f_1 &= 7,982 + 0,1067 + 3,663 = 11,75 \text{ мкм при } \Delta P = +0,25 \text{ Вт} \\ \Delta f_1 &= 7,982 + 0,1067 - 3,663 = 4,43 \text{ мкм при } \Delta P = -0,25 \text{ Вт} \end{aligned} \right\}. \quad (20)$$

Из проведенных расчетов следуют выводы: в пределах изменения рабочей температуры от $-10 \text{ }^\circ\text{C}$ до $+20 \text{ }^\circ\text{C}$ термонаведенное смещение фокальной плоскости остается в допустимых пределах. Термоабберация определяется главным образом поглощением солнечного излучения рабочей поверхностью главного зеркала, а также колебанием мощности ЭН. Поглощение во вторичном

При выбранных значениях параметров

$$D_\Gamma = 1800 + D_K, \quad D_B = 1053 + D_K, \quad (18)$$

$$D_K = 386,6 \left(\frac{T_0}{100} \right)^{-3}.$$

В табл. 2 представлены значения коэффициентов D_i в мкм/Вт в зависимости от начальной температуры T_0 . Там же указаны номинальные значения мощности P_0 в Вт, необходимой для поддержания указанной температуры, а также приведены для наглядности значения температур при круглых значениях мощности ЭН.

Данные по D_i для промежуточных значений T_0 , соответствующих $P_0 = 70, 80$ и 100 Вт, излишни, поскольку при каждом изменении T_0 на 10 К каждое из значений D_i меняется всего примерно на 2 мкм/Вт . Для D_Γ это изменение соответствует примерно на $0,1\%$, для D_B – примерно на $0,2\%$, а для D_K – на 10% .

С учетом (9) получим из формулы (17) для крайних значений T_0 при $T_0 = 263 \text{ К}$

зеркале практически не влияет на термоабберацию положения. Эти выводы справедливы при $\Delta P = \pm 0,25 \text{ Вт}$, что составляет примерно $0,37\%$ от номинальной мощности P_0 при рабочей температуре $T_0 = 263 \text{ К}$ и порядка $0,24\%$ от P_0 при $T_0 = 293 \text{ К}$. Следует отметить, что при $T_0 = 293 \text{ К}$ требуемое значение P_0 превышает верхний предел имеющейся в распоряжении мощности $P_0 = 100 \text{ Вт}$.

Важно подчеркнуть, что результаты проведенных расчетов определяют смещение фокальной плоскости относительно положения, которое она занимала при изотермичном состоянии телескопа на начальном температурном уровне T_0 . Такую термоабerrацию положения фокальной плоскости можно назвать термоабerrацией неоднородности, имея в виду неоднородность по тепловыделениям в элементах, создающую неизотермичность телескопа.

В противовес абerrации неоднородности можно выделить абerrацию температурного уровня. Предположим, оптическая схема телескопа настроена изначально так, что фокальная плоскость совпадает с плоскостью размещения поверхностей фоточувствительных элементов при рабочей температуре $T_0 = 263$ К, а телескоп эксплуатируется при температуре $T_1 = 293$ К. В этом случае $\vartheta_{\Gamma} = \vartheta_{\text{В}} = \vartheta_{\text{К}} = \vartheta_1 = 30$ К и $\Delta f_1 = 20,9 \times 30 = 627$ мкм, что в 24 раза превышает допустимое значение. Допустимый диапазон рабочей температуры составляет $T_0 = 263 \pm 1,2$ К, причем без учета поглощаемых потоков, приводящих к дополнительной абerrации неоднородности.

На рис. 2 отображена ситуация внезапных изменений мощности ЭН. Расчеты проводились на основе численного решения системы (1) и с использованием соотношения (11). Изменение мощности в пределах ± 1 Вт в стационарном режиме, как следует из расчетов по формулам (17), (18) с учетом данных табл. 2, должно привести к повышению Δf_1 максимум до ~ 28 мкм. Однако в динамике, как видно из рис. 2, резкие выбросы величины Δf_1 многократно превышают допустимое значение. Это обусловлено существенным запаздыванием перегрева главного зеркала относительно перегрева корпуса и вторичного зеркала, нагрев и охлаждение которых осуществляется практически синхронно, поскольку теплоемкость вторичного зеркала в 50 раз меньше, чем корпуса, а мощность тепловыделения в этом зеркале на четыре порядка ниже, чем изменение мощности ЭН на корпусе телескопа. Отмеченные различия в закономерностях формирования термоабerrации телескопа в переходном и стационарном тепловых режимах требуют уточнения областей применимости математических моделей, основанных на допущении о квазиравновесном тепловом состоянии, когда динамика вариаций перегревов определяется главным образом скоростью изменения внешних тепловых воздействий при малой значимости собственных термоинерционных свойств элементов.

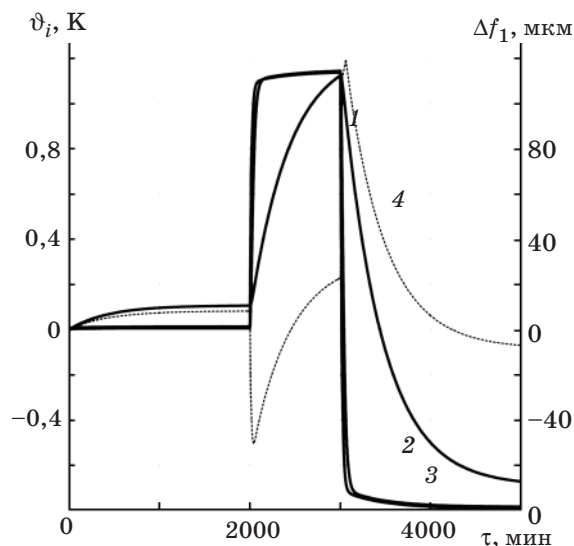


Рис 2. Изменение во времени перегревов: главного зеркала (1), вторичного зеркала (2) и корпуса (3). До 2000 минуты линии соответствуют рис. 1. После чего мощность электронагревателя на корпусе телескопа увеличилась скачком до 69 Вт. После 3000 минуты мощность электронагревателя на корпусе телескопа упала скачком до 67 Вт. 4 – зависимость от времени термонаведенного смещения фокальной плоскости.

Для расчета стационарных термоабerrаций наиболее удобным является использование простых соотношений вида (17). При этом выпадает этап расчета температур, и для определения Δf_1 достаточно информации о тепловых воздействиях.

Соотношение для Δf_1 (17) с учетом соотношения (7) можно представить в виде

$$\Delta f_1 = (D_{\Gamma} + zD_{\text{В}})\chi_{\Gamma}tES_{\Gamma} + D_{\text{К}}\Delta P, \quad (21)$$

$$z = \left[\frac{\epsilon_{\text{пр}}}{\chi_{\Gamma}} + \chi_{\text{л}}(1 - \chi_{\Gamma}) \frac{\chi_{\text{В}}}{\chi_{\Gamma}} \right] \frac{S_{\text{В}}}{S_{\Gamma}}.$$

При $\chi_{\text{В}} = \chi_{\Gamma} = \chi$ и $\chi_{\Gamma} \ll 1$ можно записать

$$z = \left[\frac{\epsilon_{\text{пр}}}{\chi} + \chi_{\text{л}} \right] \frac{S_{\text{В}}}{S_{\Gamma}}. \quad (22)$$

С учетом (22) и данных табл. 2 с погрешностью $< 2\%$ вместо выражений (21) можно записать

$$\Delta f_1 = (1 + \gamma) \frac{B_{\Gamma}}{\sigma_{\text{ГК}}} \chi t ES_{\Gamma} + D_{\text{К}} \Delta P, \quad (23)$$

$$\gamma = \left[\frac{\epsilon_{\text{пр}}}{\chi} + \chi_{\text{л}} \right] \frac{S_{\text{В}} B_{\text{В}} \sigma_{\text{ГК}}}{S_{\Gamma} B_{\Gamma} \sigma_{\text{ВК}}}.$$

При всех принятых значениях параметров $\gamma = 0,013$, поэтому для практических оценок в формуле (23) можно принять $\gamma = 0$.

Для проведения инженерных расчетов применительно к любому телескопу Ричи-Кретьена или Грегори в оптико-электронном комплексе класса солнечного лимбографа вместо выражений (23) может использоваться следующие формулы

$$\begin{aligned} \Delta f_1 &= D_0 \left(1 - \frac{T - 263}{T^*} \right) (P^* + \Delta P), \\ D_0 &= 20 \text{ мкм/Вт}, \quad T^* = 100 \text{ К}, \\ P^* &= \chi t \frac{ES_\Gamma B_\Gamma}{\sigma_{\Gamma\text{К}} D_0}. \end{aligned} \quad (24)$$

Формула (24) справедлива при следующих условиях:

$$\begin{aligned} 263 \leq T \leq 293 \text{ К}, \quad 65 \text{ Вт} \leq P_0 \leq 100 \text{ Вт}, \\ S_p = 0,25 \text{ м}^2. \end{aligned} \quad (25)$$

Эта формула позволяет задавать требования к параметрам телескопа, определяющим значения $B_\Gamma, \sigma_{\Gamma\text{К}}$ и S_Γ , к материалам элементов телескопа и конструктивных элементов крепления (определяющим B_Γ и $\sigma_{\Gamma\text{К}}$), к пропусканию светофильтра t на входном зрачке, а также к допустимым вариациям мощности ΔP .

Формула (24) применима к установившемуся или очень медленно изменяющемуся под действием изменения ΔP тепловому режиму.

Если подставить в формулу (24) все значения параметров, можно получить

$$\Delta f_1 = 7,9 \left(1 - \frac{T - 263}{100} \right) (1 + 2,5\Delta P). \quad (26)$$

Необходимо отметить, что формула (26) описывает термоабберацию неоднородности без учета абберации температурного уровня. Из выражения (26) легко определить, что при $T = 263 \text{ К}$ допустимое значение $\Delta f_1 \leq 26 \text{ мкм}$ реализуется в рамках изменения мощности $\Delta P \leq 0,916 \text{ Вт}$.

Для практики наибольший интерес представляет ситуация периодически изменяющейся во времени величины ΔP . Вернемся к исходной системе (1), в которой величину P в правой части последнего уравнения представим в виде

$$P = P_0 + \Delta P \sin(nm_\Gamma \tau) = P_0 + \Delta P \sin \tau^*, \quad (27)$$

где n – любое число, целое или дробное, $0 \leq n \leq \infty$.

Как показали дальнейшие исследования, выбор периода колебаний, кратного $\tau_{\Gamma\text{T}} = m_\Gamma^{-1}$, удобен для получения упрощенного аналитического решения.

Результаты численного решения системы (1) с учетом (27) показали, что перегревы корпуса и вторичного зеркала почти неразличимы при $n < 1$ и близко совпадают с малым сдвигом по фазе при $n = 10$. Эта закономерность позволяет провести упрощение исходной математической модели.

Сложим левые и правые части второго и третьего уравнений системы (1) с учетом очевидного соотношения $P_B \ll P$, примем допущение: $T_B \approx T_K = T_\Theta$ и перейдем к эквивалентному телу, полная теплоемкость которого равна сумме теплоемкостей: $C_\Theta = C_B + C_K$. В результате приходим к рассмотрению тепловой модели системы двух тел (Γ, Θ), описываемой более простой математической моделью

$$\left. \begin{aligned} C_\Gamma \frac{dT_\Gamma}{d\tau} + \sigma_{\Gamma\text{К}}(T_\Gamma - T_\Theta) &= P_\Gamma \\ C_\Theta \frac{dT_\Theta}{d\tau} + \sigma_{\Gamma\text{К}}(T_\Theta - T_\Gamma) + S_p \sigma_0 \left(\frac{T_\Theta}{100} \right)^4 &= P \end{aligned} \right\}. \quad (28)$$

Дальнейшие подробные исследования системы (28) показали, что если во втором уравнении этой системы принять $\sigma_{\Gamma\text{К}} = 0$, то это приведет к погрешностям определения величин ϑ_Γ и ϑ_Θ на уровне единиц процентов.

В результате с учетом (27) вместо (28) можно записать

$$\left. \begin{aligned} C_\Gamma \frac{dT_\Gamma}{d\tau} + \sigma_{\Gamma\text{К}} T_\Gamma &= P_\Gamma + \sigma_{\Gamma\text{К}} T_\Theta \\ C_\Theta \frac{dT_\Theta}{d\tau} + S_p \sigma_0 \left(\frac{T_\Theta}{100} \right)^4 &= P_0 + \Delta P \sin(nm_\Gamma \tau) \end{aligned} \right\}. \quad (29)$$

В качестве критериев значимости термоаббераций целесообразно использовать значения максимального $\Delta f_{1\text{max}}$ и минимального $\Delta f_{1\text{min}}$ смещения фокальной плоскости, реализуемых в процессе периодического изменения Δf_1 соответственно, при $\sin(nm_\Gamma \tau) = \sin \tau^* = 1$ и $\sin \tau^* = -1$. Поэтому и погрешности математической модели, описываемой системой (29), можно оценивать по сопоставлению значений $\Delta f_{1\text{max}}$ и $\Delta f_{1\text{min}}$, получаемой из решения этой системы и системы (1), используя формулы (11) и (12).

Как показали результаты исследований, влияние на максимальные и минимальные термоабберации положения величин n и $k = C_\Theta / C_{\Theta 0}$ (где $C_{\Theta 0} = 1020 \text{ Дж/К}$) заметно только при больших значениях этих параметров (при $n = 10$ и $k = 50$). Что особенно важно, при $k = 0$, то есть при $C_\Theta = 0$, погрешность расчетов мала.

В результате второе уравнение системы (29) можно решать как квазистационарное, откуда легко получить простое решение в виде

$$\vartheta_3 = T_0 \frac{\Delta P}{4P_0} \sin(nm_r \tau). \quad (30)$$

Решение первого уравнения системы (29) с учетом (30) имеет вид

$$\vartheta_r = \frac{P_r}{\sigma_{\text{ГК}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau^*}{n}\right) \right] + T_0 \frac{\Delta P}{4P_0} f(\tau^*), \quad (31)$$

$$f(\tau^*) = \frac{1}{1+n^2} \sin \tau^* - \frac{n}{1+n^2} \cos \tau^*.$$

Проведем анализ функции $f(\tau^*)$. При $n \leq 0,1$ получим $n^2 \ll 1$ и

$$f(\tau^*) \approx \sin \tau^*. \quad (32)$$

При $n \geq 10$, наоборот, $n^2 \gg 1$ и

$$f(\tau^*) = -(1/n) \cos \tau^* \Big|_{n \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (33)$$

Проведенные упрощения функции $f(\tau^*)$ для предельных случаев полностью объясняют поведение зависимостей $\Delta f_1(\tau^*)$, представленных на рис. 3. При этом для малых значений n наступает быстрое установление квазистационарных колебаний (показатель экспоненты в выражении (31) велик). При больших n квазистационарный режим устанавливается медленно из-за малого показателя экспоненты.

Подставим соотношения (30) и (31) в формулу (11) с учетом равенства $\vartheta_k = \vartheta_b = \vartheta_3$ и после преобразований получим

$$\Delta f_1 = B_r \frac{P_r}{\sigma_{\text{ГК}}} \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau^*}{n}\right) \right] + B_r b \Delta P \left[f(\tau^*) + \frac{B_b - B_k}{B_r} \sin \tau^* \right]. \quad (34)$$

При малых значениях n (34) можно представить в виде

$$\Delta f_1 = (D_r - D_k) P_r \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau^*}{n}\right) \right] + D_k \Delta P \sin \tau^*. \quad (35)$$

В (34) и (35) использованы обозначения b и D_i из (17).

С учетом малости второго слагаемого в (17), что следует из табл. 2 и (19) и (20), соотношение (17) можно приближенно записать в виде

$$\Delta f_1 = D_r P_r + D_k \Delta P. \quad (36)$$

А с учетом неравенства $D_k \leq D_r$ (35) для случая квазиустановившегося режима (при $\tau^* \rightarrow \infty$) можно представить в виде

$$\Delta f_1 = D_r P_r + D_k \Delta P \sin \tau^*. \quad (37)$$

Соотношение (37) отличается от (36) по сути только конкретизацией характера изменения во времени приращений мощности. Таким образом, при больших периодах колебаний – при медленных вариациях мощности оказываются

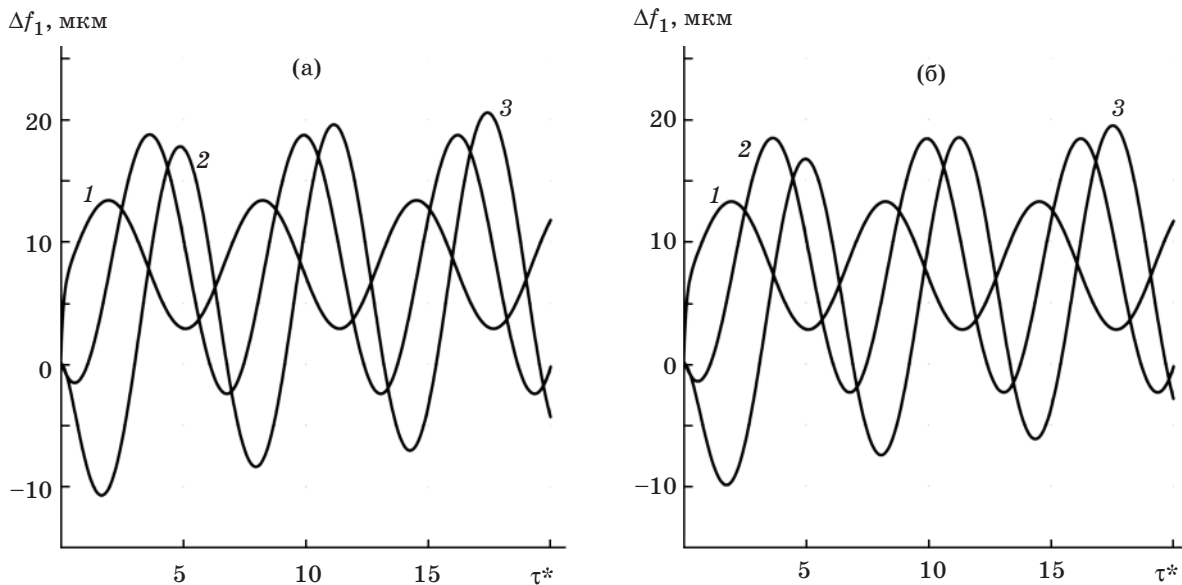


Рис. 3. Зависимости Δf_1 , мкВт, при $\Delta P = 0,25$ Вт от приведенного времени для случаев n , равных: 1 – 0,1, 2 – 1, 3 – 10. (а) соответствует исходной системе уравнений, (б) – эквивалентной.

справедливыми все выводы, полученные на этапе анализа стационарного теплового режима.

В случае больших значений n из (34) с учетом (33) получим соотношение

$$\Delta f_1 = D_{\Gamma} P_{\Gamma} + (D_{\kappa} - b B_{\Gamma}) \Delta P \sin t^*. \quad (38)$$

В результате получается формула, по форме близкая к (37), однако в (38) коэффициент при ΔP (выражение в круглой скобке) примерно в 2,8 раза больше, чем D_{κ} в (37). Влияние теплоемкости корпуса ($C_{\kappa} \approx C_{\vartheta}$) проявляется в запаздывании установления колебательного процесса. Как показали результаты расчетов, время до установления режима периодических колебаний, задаваемое в долях полного периода 2π , изменяется примерно от $1/3$ при $k = 1$ и $n = 0,1$ примерно до 1 при $k = 50$ и $n = 10$. В пределах этого начального временного участка термоабerrации по величинам $\Delta f_{1\max}$ и $\Delta f_{1\min}$ не достигают значений, соответствующих установившемуся периодическому режиму.

Необходимо отметить, что при значительном увеличении n упрощенные формулы (37) и (38) приводят к большим погрешностям, поскольку не учитывают демпфирующего влияния теплоемкости корпуса и зеркал. В соответствии с данными расчета с использованием системы (1) и формул (11) и (12) при $n = 1000$ (период

колебаний ~ 25 с) и $k = 1$ температура зеркал устанавливается без колебаний, а температура корпуса колеблется в пределах $\sim 0,02$ К. При этом $\Delta f_{1\max} = 8,6$ мкм, $\Delta f_{1\min} = 7,7$ мкм. Из результатов расчетов, представленных на рис. 4, можно сделать вывод о наличии максимума в зависимостях $\Delta f_{1\max}(n)$ и $\Delta f_{1\min}(n)$. Таким образом, при быстром регулировании мощности в пределах $\Delta P = \pm 0,25$ Вт реализуются минимальные термискажения, которые будут еще меньше с ростом теплоемкости корпуса (при $k > 1$).

Выводы

Разработана эффективная методика расчета, позволяющая вычислять термоабerrацию положения фокальной плоскости в режиме непрерывного наблюдения лимбографа за Солнцем в условиях вариации мощности нагревателя на корпусе телескопа. Впервые выведены аналитические формулы для расчета термоабerrации зеркального телескопа и температур его элементов при периодически изменяющихся тепловых воздействиях.

Проведена классификация термоабerrации положения на термоабerrацию неоднородности и термоабerrацию температурного уровня.

Для термоабerrации неоднородности получены простые аналитические формулы для стационарного теплового режима, позволяющие проводить точные расчеты термоабerrации непосредственно по данным о тепловых воздействиях, минуя этап расчета теплового режима – формулы (17), (21)–(24).

Для расчетов абerrации температурного уровня используется простое соотношение $\Delta f_1 = (B_{\Gamma} + B_{\text{В}} - B_{\text{К}}) \vartheta$.

В случае периодически изменяющейся мощности ЭН по закону вида (27) расчет может проводиться по формуле (34). При очень больших значениях n (быстрое изменение приращения мощности ΔP) размах колебаний термоабerrации положения снижается, пройдя максимум при $n \approx 10$ (своеобразная область резонанса – рис. 4), однако этот процесс должен рассчитываться по исходной системе (1), поскольку в этом случае необходим учет демпфирующего влияния полной теплоемкости корпуса.

Среднее значение величины $\Delta \bar{f}_1$, равное алгебраической полусумме $0,5(\Delta f_{1\max} + \Delta f_{1\min})$, составляет $\Delta \bar{f}_1 \approx 8$ мкм, что соответствует термоабerrации нагрузки лимбографа в режиме непрерывного наблюдения за Солнцем при полном постоянстве мощности ЭН. Размах колебаний

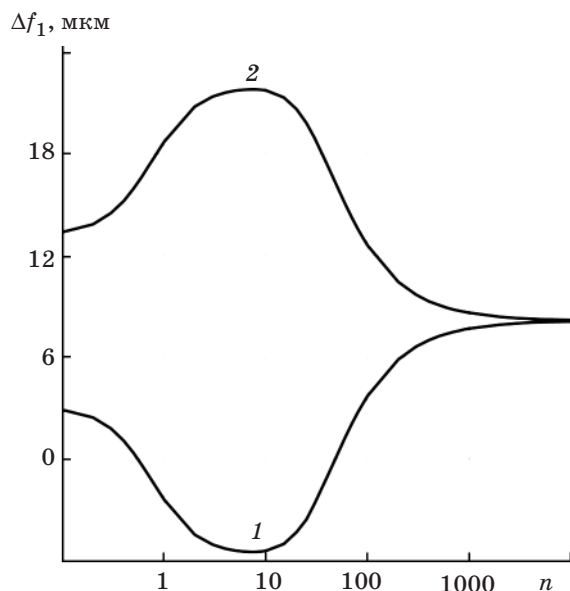


Рис. 4. Зависимости минимумов (1) и максимумов (2) функции Δf_1 от n при $k = 1$, вычисленные из решения системы (1) с использованием формулы (11).

(величина $\Delta f_{1\max} - \Delta f_{1\min}$) уменьшается с увеличением полной теплоемкости корпуса телескопа, что физически понятно.

Наиболее опасными являются резкие неконтролируемые изменения мощности электронагревателя на корпусе телескопа, способные вызвать быстрые изменения положения фокальной плоскости, поэтому необходима стабилизация мощности с плавным ее регулированием.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абдусаматов Х.И., Ханков С.И.* Расчет термоаббераций солнечного телескопа-лимбографа космического базирования // *Оптический журнал.* 2006 . Т. 73. № 1. С. 29–34.
2. *Абдусаматов Х.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.* Методы обеспечения термостабильности космического телескопа – солнечного лимбографа. СПб.: изд-во Политехн. Ун-та, 2008. 194 с.