

УДК 535.854

К вопросу о стабильности поляризаационных интерферометров. Готлиб В. А., Комаров Н. Н., Молочников Б. И. — В кн.: Приборы для научных исследований и автоматизации эксперимента. Л., «Наука», 1982, с. 53—64.

Нестабильность поляризаационных интерферометров является одним из основных факторов, осложняющих использование их в дифференциальной рефрактометрии. Вариации вносимой интерферометром разности хода приводят к дрейфу выходного сигнала прибора, тем самым ограничивая точность измерений, в особенности при проведении длительных и непрерывных анализов. В работе рассмотрен механизм возникновения вариаций разности хода в различных схемах поляризаационных интерферометров и указаны пути исключения наблюдаемой нестабильности. Лит. — 18 назв., ил. — 5.

К ВОПРОСУ О СТАБИЛЬНОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ

Поляризационные интерферометры, история которых начинается с работы Жамена [1], до последнего времени, как правило, использовались для визуального исследования фазовых неоднородностей в микроскопии [2—5]. Приложение интерференционно-поляризационных методов к микроскопии не связано с требованиями высокой стабильности, так как в этом случае изменение разности хода, вносимой собственно интерферометром, приводит либо к равномерному смещению интерференционных полос, либо к равномерному изменению цвета поля зрения, что несущественно для проведения измерений. Поэтому вопросы стабильности поляризационных интерферометров длительное время оставались без внимания. Ситуация резко изменилась с появлением фотоэлектрических систем, в которых интерференция поляризованного света используется для исследования диффузионных характеристик [6], определения кривизны и искажений волновых фронтов [7], рефрактометрических измерений [8—11] и т. п. В этих случаях достижение высокой точности измерений в условиях низкой стабильности практически невозможно, несмотря на то что современные методы регистрации состояния поляризации света [12, 13] обеспечивают чувствительность измерений, превышающую чувствительность традиционных интерферометрических методов в среднем на два порядка. В частности, высокая чувствительность интерференционно-поляризационных рефрактометров (порядка 10^{-8} при регистрации разности показателей преломления) представляет значительный интерес с точки зрения использования их в качестве детекторов концентрации в жидкостной хроматографии [11, 14]. В то же время вариации вносимой интерферометром разности хода приводят к дрейфу выходного сигнала прибора, достигающему нескольких единиц шестого знака в час (порядка 10^{-3} — $10^{-2}\lambda$) [10], что недопустимо при проведении количественных анализов.

Основной причиной нестабильности поляризационных интерферометров является изменение показателя преломления и размеров оптических элементов интерферометров, на что, в частности, указывалось в работе [15]. В настоящей работе проводится более детальное рассмотрение механизма возникновения температурной нестабильности с целью выявить практические методы ее исключения.

Исходное соотношение, связывающее разность хода Δ между интерферирующими лучами с температурой, может быть получено для произвольного двухлучевого интерферометра, если предположить, что в каждом из элементов i и j , через которые проходят интерферирующие лучи 1 и 2, показатели преломления n и коэффициенты температурного расширения $\hat{\alpha}$ не зависят от координат (элементы однородны) и справедливы соотношения

$$n = n(T_0) + \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T(s), \quad (1)$$

$$l = \int_{l(T_0)} [1 + \hat{\alpha} \Delta T(s)] ds, \quad (2)$$

где T_0 — средняя температура системы; $\Delta T(s)$ — отклонение температуры от среднего значения в точке s ; $\partial n / \partial T$ — температурный инкремент показателя преломления; l — геометрическая длина пути волнового фронта.

Тогда выражение для разности хода Δ между интерферирующими лучами, прошедшими оптические пути $L^{(1)}$ и $L^{(2)}$,

$$\Delta = L^{(1)} - L^{(2)} = \sum_i \int_{l_i^{(1)}} n_i^{(1)}(s) ds - \sum_j \int_{l_j^{(2)}} n_j^{(2)}(s) ds \quad (3)$$

может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \Delta = & \left[\sum_i n_i^{(1)}(T_0) l_i^{(1)}(T_0) - \sum_j n_j^{(2)}(T_0) l_j^{(2)}(T_0) \right] + \\ & + \sum_i \left[\frac{\partial n_i^{(1)}}{\partial T} + \hat{\alpha}_i^{(1)} n_i^{(1)}(T_0) \right] \int_{l_i^{(1)}(T)} \Delta T(s) ds - \\ & - \sum_j \left[\frac{\partial n_j^{(2)}}{\partial T} + \hat{\alpha}_j^{(2)} n_j^{(2)}(T_0) \right] \int_{l_j^{(2)}(T)} \Delta T(s) ds. \end{aligned} \quad (4)$$

Обозначая через $\Delta \bar{T}$ усредненное вдоль пути луча отклонение температуры от среднего:

$$\Delta \bar{T} = \frac{1}{l(T_0)} \int_{l(T_0)} \Delta T(s) ds,$$

а через $\bar{\mu}$ относительный температурный инкремент показателя преломления:

$$\bar{\mu} = \frac{1}{n(T_0)} \frac{\partial n}{\partial T},$$

соотношение (4) можно записать в более компактной форме:

$$\Delta = \Delta(T_0) + \sum_i L_i^{(1)}(T_0) (\hat{\alpha}_i^{(1)} + \bar{\mu}_i^{(1)}) \Delta \bar{T}_i - \sum_j L_j^{(2)}(T_0) (\hat{\alpha}_j^{(2)} + \bar{\mu}_j^{(2)}) \Delta \bar{T}_j. \quad (5)$$

Анализ соотношения (5) позволяет сделать некоторое общее заключение. Поскольку для известных материалов $\hat{\alpha} + \bar{\mu}$ не равно нулю, изменение распределения температуры в системе всегда приводит к изменению разности хода между интерферирующими лучами. В то же время можно обеспечить постоянство разности хода при однородном изменении температуры всей системы. Для этого необходимо выполнить условие

$$\sum_i L_i^{(1)} (\hat{\alpha}_i^{(1)} + \bar{\mu}_i^{(1)}) - \sum_j L_j^{(2)} (\hat{\alpha}_j^{(2)} + \bar{\mu}_j^{(2)}) = 0. \quad (6)$$

Интерферометры, для которых выполнено условие (6), являются компенсированными (в отношении температуры).

Дальнейшее рассмотрение ограничим исследованием поляризационных интерферометров с плоскопараллельными кристаллическими пластинами. В таких интерферометрах расщепление и соединение интерферирующих лучей осуществляется за счет эффекта двулучепреломления [1, 2, 5, 8, 9]. В этом случае каждый луч проходит через одни и те же элементы, и, полагая, что геометрические пути для волновых фронтов близки ($l_i^{(1)} \approx l_i^{(2)}$), выражение (5) легко преобразовать к виду

$$\Delta = \Delta(T_0) + \sum_i \Delta_i(T_0)(\hat{\alpha}_i + \hat{\mu}'_i) \Delta T_i, \quad (7)$$

где Δ_i — разность хода, приобретаемая лучами в i -м элементе; $\hat{\mu}'$ — относительный температурный инкремент двулучепреломления, равный $\frac{1}{n_0 - n'_0} \frac{\partial n_0 - n'_0}{\partial T}$; n_0, n'_0 — показатели преломления для обыкновенного и не-обыкновенного луча соответственно.

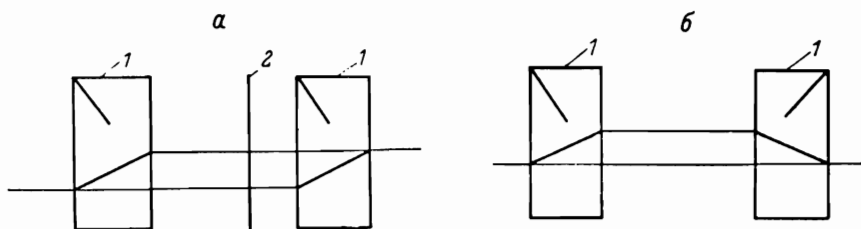


Рис. 1. Схемы поляризационных интерферометров. а — компенсированный интерферометр Жамена—Лебедева; б — некомпенсированный интерферометр. 1 — кристаллические пластины; 2 — пластинка $\lambda/2$.

Условие (6) запишется теперь в виде

$$\sum_i \Delta_i(T_0)(\hat{\alpha}_i + \hat{\mu}'_i) = 0. \quad (8)$$

Из соотношений (7) и (8) видно отмеченное в [15] преимущество компенсированных интерферометров перед некомпенсированными. В частности, интерферометр Жамена—Лебедева [1, 2], построенный по компенсированной схеме (рис. 1, а), сохраняет равную нулю разность хода при однородном изменении температуры всей системы, в то время как интерферометр [8], построенный по некомпенсированной схеме (рис. 1, б), внесет дополнительную разность хода $2\Delta_1(T_0)(\hat{\alpha} + \hat{\mu}')\Delta T$. Тем не менее если температура пластин в интерферометре Жамена—Лебедева изменится на различную величину, то это приведет к возникновению разности хода, равной $\Delta_1(T_0)(\hat{\alpha} + \hat{\mu}')(\Delta T_1 - \Delta T_2)$.

Из соотношения (7) следует, что во всех случаях степень температурного влияния зависит от абсолютной величины произведений

$$K_{T_i} = \Delta_i(T_0)(\hat{\alpha}_i + \hat{\mu}'_i). \quad (9)$$

Исследуем выражение (9). Параметры $\hat{\alpha}$ и $\hat{\mu}'$ являются функцией ориентации кристаллических пластин:

$$\hat{\alpha} = \alpha_1 \sin^2 \psi + \alpha_2 \cos^2 \psi, \\ \hat{\mu}' = \frac{1}{n_0 - \frac{n_0 n_e}{\sqrt{n_0^2 \sin^2 \psi + n_e^2 \cos^2 \psi}}} \frac{\partial}{\partial T} \left(n_0 - n_0 n_e \frac{1}{\sqrt{n_0^2 \sin^2 \psi + n_e^2 \cos^2 \psi}} \right),$$

где ψ — угол между оптической осью кристалла и нормалью к волновому фронту; α_1, α_2 — коэффициенты температурного расширения кристалла

в направлениях, перпендикулярном и параллельном оптической оси соответственно.

Вместе с тем даже в кристаллах с сильной анизотропией свойств, где $\hat{\alpha}$ и $\hat{\beta}'$ в большей степени зависят от ориентации, сумма $\hat{\alpha} + \hat{\beta}'$ меняется незначительно. Так, для кальцита при изменении ψ от 0 до $\pi/2$ значение суммы $\hat{\alpha} + \hat{\beta}'$ изменяется только на 40%. Для других кристаллов эта зависимость еще слабее. Поэтому в нашем рассмотрении сумму $\hat{\alpha}$ и $\hat{\beta}'$ можно полагать постоянной.

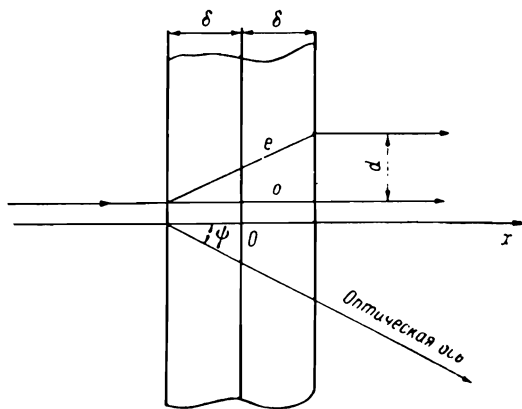


Рис. 2. Ход лучей в плоскопараллельной кристаллической пластине.
o — обыкновенный луч; e — необыкновенный луч.

Большой интерес представляет анализ соотношений для $\Delta_i(T_0)$. В случае нормального падения на пластину (рис. 2) прошедшие пластину лучи приобретают разность хода

$$\Delta = 2\delta \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{c} \right), \quad (10)$$

где 2δ — толщина пластины;

$$\left. \begin{aligned} c^2 &= a^2 \sin^2 \psi + b^2 \cos^2 \psi, \\ a &= \frac{1}{n_e}, \quad b = \frac{1}{n_o}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

При этом поперечное смещение между лучами d равно

$$d = \frac{(b^2 - a^2) \sin \psi \cos \psi}{c^2} 2\delta. \quad (12)$$

Поскольку функциональное назначение пластины как расщепителя луча фиксирует только величину поперечного смещения d , найдем связь между Δ и d . Минимальная толщина пластины $(2\delta)_{\min}$, при которой обеспечивается заданное поперечное смещение d , соответствует максимальному разведению на единицу толщины пластины. Из равенства нулю производной $dd/d\psi$ получим

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \psi &= \frac{b}{a}, \\ (2\delta)_{\min} &= \frac{2ab}{b^2 - a^2} d. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Для пластины толщиной $2\delta > (2\delta)_{\min}$ существует два значения угла ψ , при котором достигается заданное поперечное смещение d . Сравнивая выражения (12) и (13), легко получить

$$(\operatorname{tg} \psi)_{1,2} = \frac{b}{a} u \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{1}{u^2}} \right), \quad (14)$$

где $u = 2\delta / (2\delta)_{\min}$.

Непосредственной подстановкой в (10) легко убедиться, что знак «минус» в (14) соответствует меньшему значению разности хода. Используя решение (14) со знаком «минус», для разности хода получим

$$\Delta(u) = \frac{2ad}{b^2 - a^2} u \left(1 - \sqrt{1 + \frac{b^2 - a^2}{2a^2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{u^2}} \right)} \right) \quad (15)$$

Так как для всех кристаллов

$$\frac{b^2 - a^2}{2a^2} \ll 1,$$

выражение (15) можно преобразовать к виду

$$\Delta(u) = -\frac{d}{2a} u \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{u^2}} \right). \quad (16)$$

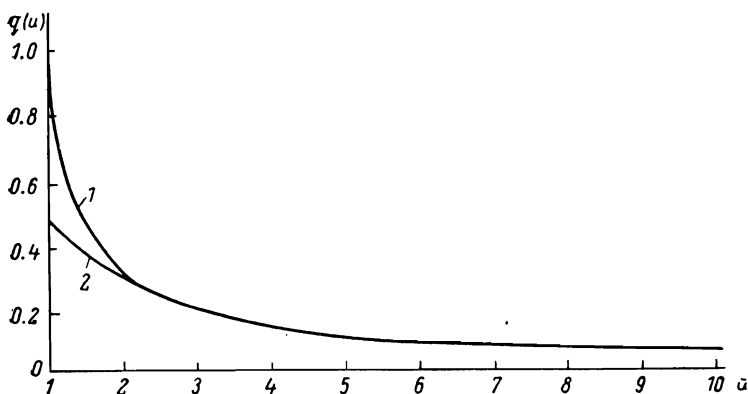


Рис. 3. Графики функций $q(u) = u \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{u^2}} \right)$ (1) и $1/2u$ (2).

Таким образом, отношение разности хода при $u > 1$ к разности хода при $u = 1$ определяется функцией $q(u)$:

$$q(u) = u \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{u^2}} \right). \quad (17)$$

График функции $q(u)$ приведен на рис. 3. Для сравнения на том же рисунке приведена функция $1/2u$. Видно, что при $u \geq 2$ для расчетов можно пользоваться соотношением

$$q(u) \approx \frac{1}{2u}.$$

Подставляя (16) в (9), для коэффициента K_T имеем

$$K_T = -\frac{d}{2a} u \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{u^2}} \right) (\hat{\alpha} + \hat{\mu}') = -\frac{d}{2a} (\hat{\alpha} + \hat{\mu}') q(u). \quad (18)$$

Как следует из (18), влияние температуры на разность хода между интерферирующими лучами может быть существенно уменьшено за счет использования пластин возможно большей толщины, вырезанных таким образом, чтобы лучи распространялись в направлении, близком к направлению оптической оси кристалла. Следует отметить, что этот вывод одинаково справедлив в отношении всех кристаллов, так как функция $q(u)$ не включает ни одного «индивидуального» параметра. С другой стороны, абсолютная величина параметра K_T зависит от природы кристалла за счет параметра $(\hat{\alpha} + \hat{\mu}')/a$, который существенно определяет степень

перспективности использования того или иного материала с точки зрения возможности достижения максимальной температурной стабильности. В частности, для кальцита $(\hat{\alpha} + \hat{\alpha}')/a$ в зависимости от ориентации колеблется в пределах $(4.1-6.2) \cdot 10^{-5}$, а для кварца приблизительно $17 \cdot 10^{-5}$, т. е. в 3-4 раза больше.

Из (18) также следует, что выбор материала пластин должен учитывать возможность увеличения параметра u . Например, если кварцевая и кальцитовая пластины будут иметь равную толщину и вырезаны таким образом, что обеспечивают равную величину поперечного смещения d , то параметр u для кальцита будет приблизительно в 20 раз больше, чем для кварца. Поэтому

$$\frac{q_{\text{кварц}}}{q_{\text{кальцит}}} \approx 40u_{\text{кварц}}^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{u_{\text{кварц}}^2}}\right) = \begin{cases} 40 & \text{при } u_{\text{кварц}} = 1, \\ 20 & \text{при } u_{\text{кварц}} \rightarrow \infty \end{cases}$$

и соответственно

$$(K_T)_{\text{кальцит}} \sim 10^{-2} (K_T)_{\text{кварц}}.$$

Поэтому кварц целесообразно использовать только в том случае, когда измерения производятся в области поглощения кальцита.

Полученные выше соотношения позволяют определить величины температурных изменений разности хода при условии, что период колебаний температуры значительно больше времени установления температурного равновесия. Рассмотрим теперь, как изменяется разность хода между лучами, прошедшими плоскопараллельную пластину, если в момент времени $t=0$ температура окружающей среды (воздуха) изменилась скачком на величину ΔT_0 . Для этого воспользуемся решением уравнения теплопроводности с граничными условиями третьего рода для неограниченной плоской пластины толщиной 2δ [16]:

$$\Delta T(x, t) = \Delta T_0 \left[1 - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\sin \beta_n}{2\beta_n + \sin 2\beta_n} \right) e^{-(\beta_n \delta)^2 \alpha t} \cos \left(\beta_n \frac{x}{\delta} \right) \right], \quad (19)$$

где β_n — корни уравнения $\beta_n \operatorname{tg} \beta_n = \alpha \delta / \lambda$; α — коэффициент теплоотдачи; λ — коэффициент теплопроводности; c — удельная теплоемкость материала; ρ — плотность материала; a — температуропроводность: $a = \lambda / \rho c$.

Так как для воздуха и кристаллов доступных размеров β_1 много меньше единицы и β_2, β_3, \dots , в выражении (19) можно ограничиться первым членом ряда, и, полагая $\beta_1 \operatorname{tg} \beta_1 \approx \beta_1^2$, для усредненного по толщине пластины отклонения температуры от среднего значения получим

$$\Delta T(t) = \frac{1}{2\delta} \int_{-\delta}^{+\delta} \Delta T(x, t) dx = \Delta T_0 (1 - e^{-t/\tau_0}), \quad (20)$$

где

$$\tau_0 = \frac{\delta \rho c}{\alpha}.$$

Отсюда для разности хода между лучами можно записать

$$\Delta(t) = \Delta(T_0) + \Delta T_0 K_T (1 - e^{-t/\tau_0}). \quad (21)$$

Таким образом, при скачкообразном изменении температуры окружающей среды временная зависимость разности хода носит экспоненциальный характер. Постоянная времени переходного процесса может быть определена по справочным данным для ρ , c и α [17] либо экспериментально. Для экспериментального определения τ_0 удобно использовать интерферометр по схеме рис. 1, б с пластинами толщиной δ , установленными вплотную друг к другу. Расхождение расчетных и полученных в эксперименте значений обычно не превышает 10%.

Зная параметр τ_0 , можно предсказать характер изменений разности хода при произвольном изменении температуры окружающей среды. Для этого температуру окружающей среды $T_c(t)$ представим в виде спектра Фурье

$$T_c(t) = T_0 + \int_0^{\infty} \Delta T_c(\omega) \sin[\omega t + \varphi(\omega)] d\omega \quad (22)$$

и найдем соответствующий ему спектр флуктуаций разности хода.

Решение уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{a} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} \quad (23)$$

для неограниченной пластины толщиной 2δ будем искать в виде

$$T(x, t) = T_0 + \int_0^{\infty} \{A_+(\omega) e^{-\gamma x} \sin[\omega t - \gamma x + \varphi_+(\omega)] + A_-(\omega) e^{\gamma x} \sin[\omega t + \gamma x + \varphi_-(\omega)]\} d\omega. \quad (24)$$

Непосредственной подстановкой в (23) легко убедиться, что решение (24) удовлетворяет уравнению теплопроводности при условии

$$\gamma = \sqrt{\frac{\omega}{2a}}. \quad (25)$$

Амплитуды $A_+(\omega)$, $A_-(\omega)$ и фазы $\varphi_+(\omega)$, $\varphi_-(\omega)$ определяются из граничных условий (третьего рода)

$$\left. \begin{aligned} T_c(t) &= T(\delta, t) - \frac{\lambda}{a} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=\delta}, \\ T_c(t) &= T(-\delta, t) + \frac{\lambda}{a} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=-\delta}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Ограничиваясь в дальнейшем выкладками для одной спектральной компоненты и подставляя (24) в (26), получим

$$A_+(\omega) = A_-(\omega) = \Delta T_c(\omega) f(\omega) \quad \text{и} \quad \varphi_+(\omega) = \varphi_-(\omega) = \tilde{\varphi}(\omega),$$

где

$$f(\omega) = \{e^{-2\gamma\delta} (1 + 2p + 2p^2) + e^{2\gamma\delta} (1 - 2p + 2p^2) + 2[(1 - 2p^2) \cos 2\gamma\delta + 2p \sin 2\gamma\delta]\}^{-1/2}, \quad (27)$$

$$\text{tg}(\tilde{\varphi} - \varphi) = \frac{p(\text{cth} \gamma\delta \text{tg} \gamma\delta + 1) - \text{tg} \gamma\delta}{p(\text{cth} \gamma\delta \text{tg} \gamma\delta - 1) + \text{cth} \gamma\delta}, \quad (28)$$

$$p = \frac{\gamma\lambda}{a}. \quad (29)$$

Таким образом, решение, записанное для одной спектральной компоненты, имеет вид

$$T(x, t) = T_0 + \Delta T_c(\omega) f(\omega) \{e^{-\gamma x} \sin[\omega t - \gamma x + \tilde{\varphi}(\omega)] + e^{\gamma x} \sin[\omega t + \gamma x + \tilde{\varphi}(\omega)]\}. \quad (30)$$

Интегрируя (30) по x , для усредненного по толщине пластины отклонения температуры от T_0 получим

$$\Delta T(t) = \frac{1}{2\delta} \int_{-\delta}^{+\delta} [T(x, t) - T_0] dx = \Delta T_c(\omega) \kappa(\omega) \sin\left[\omega t + \tilde{\varphi}(\omega) + F(\omega) - \frac{\pi}{4}\right], \quad (31)$$

где

$$\begin{aligned} x(\omega) &= f(\omega) \frac{1}{\sqrt{2} \gamma \delta} \sqrt{e^{2\gamma\delta} + e^{-2\gamma\delta} - 2 \cos 2\gamma\delta} = \\ &= \left[\left(\frac{1}{2} + p^2 \right) (2\gamma\delta)^2 + \frac{\cos 2\gamma\delta + p (\sin 2\gamma\delta - \operatorname{sh} 2\gamma\delta)}{\operatorname{ch} 2\gamma\delta - \cos 2\gamma\delta} (2\gamma\delta)^2 \right]^{-1/2}, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\operatorname{tg} F(\omega) = \operatorname{cth} \gamma\delta \operatorname{tg} \gamma\delta. \quad (33)$$

Комбинируя (28) и (33), выражение для фазы в (31) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \theta(\omega) &= \tilde{\varphi}(\omega) + F(\omega) - \frac{\pi}{4} = \varphi(\omega) + \operatorname{Arctg} x \\ &\times \left\{ \frac{2p [(\operatorname{cth} \gamma\delta \operatorname{tg} \gamma\delta)^2 + 1] - \operatorname{tg} \gamma\delta (\operatorname{cth} \gamma\delta \operatorname{tg} \gamma\delta + 1) + \operatorname{cth} \gamma\delta (\operatorname{cth} \gamma\delta \operatorname{tg} \gamma\delta - 1)}{\operatorname{tg} \gamma\delta (\operatorname{cth} \gamma\delta \operatorname{tg} \gamma\delta - 1) + \operatorname{cth} \gamma\delta (\operatorname{cth} \gamma\delta \operatorname{tg} \gamma\delta + 1)} \right\}. \end{aligned} \quad (34)$$

Таким образом, если температура окружающей среды флуктуирует с частотой ω , то усредненное по толщине отклонение температуры пластины от среднего значения описывается соотношением (31) и, принимая во внимание (7) и (18), для разности хода между лучами можно записать

$$\begin{aligned} \Delta(t) &= \Delta(T_0) + \Delta T_c(\omega) K_{T^x}(\omega) \sin[\omega t + \theta(\omega)] = \Delta(T_0) - \\ &- \frac{d}{2a} (\hat{\alpha} + \hat{\mu}') u \left(1 - \sqrt{1 - \frac{1}{u^2}} \right) x(\omega) \Delta T_c(\omega) \sin[\omega t + \theta(\omega)]. \end{aligned} \quad (35)$$

Если температура окружающей среды охарактеризована спектром (22), то временную зависимость разности хода можно получить, интегрируя (35) по частоте.

Как видно из выражения (35), «амплитудно-частотная» характеристика температурных флуктуаций разности хода для плоскопараллельной пластины описывается параметром $x(\omega)$. Легко показать, что частотная зависимость $x(\omega)$ в основном определяется величиной произведения $\omega \tau_0$. Если $\omega \tau_0$ много меньше единицы, то первое слагаемое в (32) близко к нулю, а второе к единице. Поэтому $x(\omega)$ практически равно единице. Если $\omega \tau_0$ значительно больше единицы, то основную роль играет первое слагаемое и, учитывая, что

$$p2\gamma\delta = \frac{2\gamma^2\lambda\delta}{a} = \frac{\omega\lambda\delta}{\bar{a}x} = \omega \frac{\delta\varphi c}{a} = \omega\tau_0,$$

получим

$$x(\omega) \approx \frac{1}{\omega\tau_0}. \quad (36)$$

Результаты численного расчета частотной зависимости $x(\omega)$ для значений τ_0 , соответствующих пластинам кальцита толщиной 1, 10 и 100 мм (в воздушной среде), приведены на рис. 4, а. Как видно из рисунка, при увеличении толщины пластины частотная характеристика $x(\omega)$ смещается в область более низких частот, что соответствует меньшей скорости изменения разности хода и, следовательно, повышению температурной стабильности системы. Кроме того, для заданной величины поперечного смещения d увеличение толщины пластины соответствует возрастанию параметра u , что также приводит к снижению температурной чувствительности. Для иллюстрации этого положения на рис. 4, б приведены зависимости произведения $K_{T^x}(\omega)$ от частоты для кальцитовых пластин, обеспечивающих поперечное смещение лучей 0.6 мм, при различных значениях u . Для $u > 2$ и $\omega\tau_0 \gg 1$, как следует из (17) и (32), можно пользоваться более простым соотношением

$$K_{T^x}(\omega) \approx -\frac{d}{2a} (\hat{\alpha} + \hat{\mu}') \frac{1}{2u^2\omega(\tau_0)_{\min}},$$

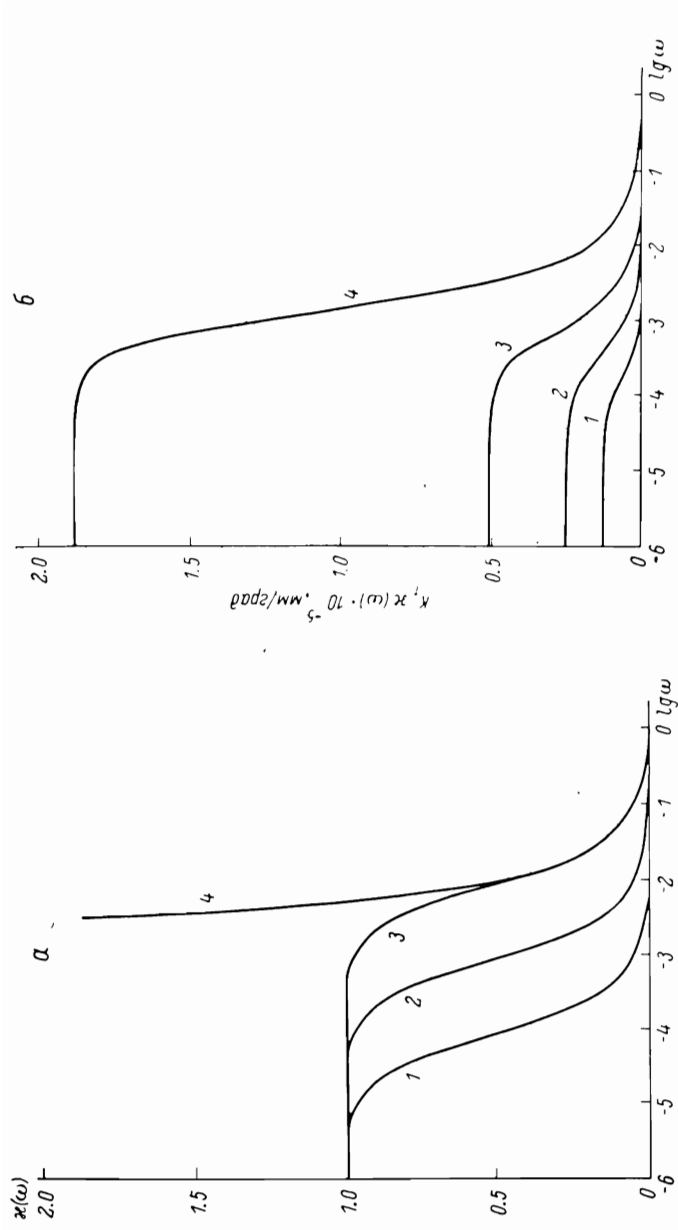


Рис. 4. Зависимость параметров $\kappa(\omega)$ и $\kappa T \kappa(\omega)$ от частоты флуктуаций температуры ω (Гц).
 а — зависимость $\kappa(\omega)$ при различных значениях τ_0 : 1 — $2 \cdot 10^4$ с; 2 — $2 \cdot 10^3$ с; 3 — $2 \cdot 10^2$ с; 4 — график зависимости вида $1/\omega \tau_0$
 для $\tau_0 = 2 \cdot 10^2$ с. б — зависимость $\kappa T \kappa(\omega)$ для пластины кальция, обеспечивающей поперечное смещение между лучами 0.6 мм,
 при различных значениях параметра μ : 1 — 8; 2 — 4; 3 — 2; 4 — 1.

где

$$(\tau_0)_{\min} = \frac{Rc}{\alpha} (\delta)_{\min}$$

Располагая данными о характере температурного влияния на разность хода между лучами, возникающую при прохождении одной кристаллической пластины, можно составить представление о работе различных интерферометров. В качестве примера рассмотрим работу интерферометра Жамена—Лебедева и интерферометра, приведенного на рис. 1, б. Как уже отмечалось, в условиях однородного изменения температуры разность хода, вносимая идеальным интерферометром Жамена—Лебедева, остается равной нулю. В случае же непрерывного и произвольного изменения температуры окружающей среды результат будет зависеть от того, насколько синхронно изменяется температура среды вокруг каждой из пластин. Очевидно, что если обе пластины интерферометра находятся в близких условиях (т. е. отсутствуют несимметрично расположенные источники тепла и т. п.), спектр флуктуаций температуры среды, окружающей как одну, так и другую пластину, будет приблизительно один и тот же. Если бы совпадали и фазы колебаний, то вносимая интерферометром разность хода оставалась бы равной нулю. По аналогии с теорией пространственной когерентности будем полагать, что степень корреляции фазы определяется соотношением между длиной волны, расстоянием между пластинами, протяженностью «источника» и расстоянием от «источника» до пластин [18]. Оценку сверху можно получить, полагая, что фазы колебаний температуры различных точек «источника» произвольны, а расстояние между «источником» и пластинами, размеры «источника» и расстояние между пластинами одного порядка. Тогда коэффициент корреляции $\nu(\omega)$ будет иметь вид

$$\nu(\omega) = \left| \frac{\sin\left(\frac{R}{\sqrt{2\bar{a}_c}}\sqrt{\omega}\right)}{\frac{R}{\sqrt{2\bar{a}_c}}\sqrt{\omega}} \right|, \quad (37)$$

где R — расстояние между пластинами; \bar{a}_c — температуропроводность среды (например, воздуха).

Усредненная по времени разность хода $\langle \Delta \rangle_x$, вносимая интерферометром Жамена—Лебедева, будет равна

$$\langle \Delta \rangle_x = K_{T\kappa}(\omega) \Delta T_c(\omega) \sqrt{2[1 - \nu(\omega)]} = P_x(\omega) \Delta T_c(\omega), \quad (38)$$

а разность хода $\langle \Delta \rangle_n$, вносимая некомпенсированным интерферометром,

$$\langle \Delta \rangle_n = K_{T\kappa}(\omega) \Delta T_c(\omega) \sqrt{2[1 + \nu(\omega)]} = P_n(\omega) \Delta T_c(\omega). \quad (39)$$

На рис. 5 приведены частотные зависимости функций $P_x(\omega)$ и $P_n(\omega)$ для интерферометров с кальцитовыми пластинами, обеспечивающими поперечное смещение между лучами 0.6 мм, при различных значениях u и R . Как видно из рисунка, зависимости $P_x(\omega)$ для интерферометра Жамена—Лебедева имеют максимум в области частоты ω , для которой $\omega\tau_0$ приблизительно равно единице, а максимальное значение функции $P_x(\omega)$ падает с увеличением u и уменьшением R . Таким образом, в условиях произвольного изменения температуры окружающей среды компенсированный интерферометр Жамена—Лебедева сохраняет значительные преимущества перед некомпенсированной системой, хотя и не обеспечивает полного исключения температурной чувствительности.

Резюмируя материал данной работы, можно сделать следующие выводы. Все интерферометры в той или иной степени проявляют чувствительность к изменению температурных условий. В то же время влияние температуры может быть существенно снижено правильным выбором схе-

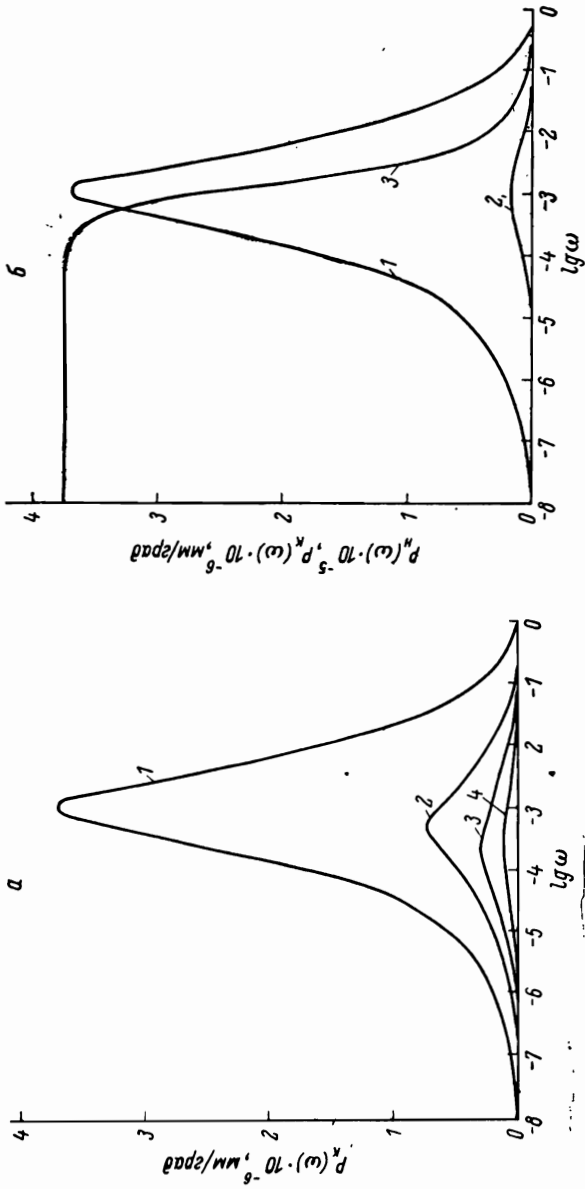


Рис. 5. Зависимость параметра $P_k(\omega)$ от частоты флуктуаций температуры ω (Γ) для интерферометра Жамена—Лебедева с кальцитовыми пластинами, обеспечивающими поперечное смещение между лучами 0.6 мм, при различных значениях R и u , и зависимость $P_n(\omega)$ для некомпенсированного интерферометра при $u=1$ и $R=100$ мм.

а — $R=100$ мм, u : 1 — 1; 2 — 2; 3 — 3; 4 — 4. б — $u=1$, R : 1 — 100 мм; 2 — 5 мм; 3 — $P_n(\omega)$.

мы, конструкции и материала интерферометров. Возможный путь повышения температурной стабильности поляризационных интерферометров с плоскопараллельными пластинами — использование компенсированных систем с пластинами возможно большей толщины, вырезанными таким образом, чтобы угол между оптической осью кристалла и направлением нормали волновых фронтов был минимален. Полученные в работе соотношения позволяют оценить стабильность поляризационных интерферометров с плоскопараллельными кристаллическими пластинами в заданных температурных условиях и обосновать выбор схемы и конструкции разрабатываемых приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Jamin J.*, *Comp. rend.*, 1868, t. 67, p. 814.
2. *Lebedeff A.*, *Rev. Opt.*, 1930, v. 9, p. 385; *Лебедев А.*, *Тр. ГОИ*, 1931, т. 5, вып. 53, с. 1.
3. *Франсон М.* Фазово-контрастный и интерференционный микроскопы. М., 1960.
4. *Franson M.*, *Mallick S.* Polarisation interferometry, application in microscope and macroscopy. London, 1971.
5. *Yamamoto T.*, *Progress in Optics*, 1970, v. 8, p. 295.
6. *Цветков В. Н.*, *ЖЭТФ*, 1951, т. 21, с. 701.
7. *Харди Д. У.*, *ТИИЭР*, 1978, т. 66, № 6, с. 31.
8. *Замков В. А.*, *Радкевич В. А.*, *Оптика и спектроскопия*, 1971, т. 31, с. 811.
9. *Молочников Б. И.*, *Лейкин М. В.*, *Угрюмов С. И.*, в кн.: *Аналитическое приборостроение. Методы и приборы для анализа жидких сред.* Т. I, ч. II. Тбилиси, 1975.
10. *Matsuura K.*, *Horita M.*, *Yamamoto G.*, *Hattori S.*, *Optics and Laser Technology*, 1977, v. 9, p. 285.
11. *Hagel L.*, *Anal. Chem.*, 1978, v. 50, p. 569.
12. *Волкова Е. А.* Поляризационные измерения. М., 1974.
13. *Горшков М. М.* Эллипсометрия. М., 1974.
14. *Александров М. Л.*, *Власов А. П.*, *Готлиб В. А.*, *Комаров Н. Н.*, *Лейкин М. В.*, *Молочников Б. И.*, *Мед. техника*, 1979, № 4, с. 55.
15. *Молочников Б. И.*, *Лейкин М. В.*, *Угрюмов С. И.*, *ОМП*, 1974, № 4, с. 16.
16. *Уонг Х.* Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров. М., 1979.
17. *Марков Н. Н.*, *Сацердотов П. А.* Погрешности от температурных деформаций при линейных измерениях. М., 1976.
18. *Ландсберг Г. С.* Оптика. М., 1976.