

При использовании анизотропного интерферометра в схеме стабилизации частоты зеркала нужно развернуть на такой угол (отличный от 90°), чтобы кривые пропускания для ортогональных линейно-поляризованных составляющих пересекались в точке максимальной крутизны на опорной частоте (см. рис. 2, в).

Переключатель поляризации ПП₂ попеременно с частотой генератора ЗГ₂ пропускает на фотоприемник ортогональные линейно-поляризованные составляющие излучения лазера. Пусть в первый полупериод напряжения генератора ЗГ₂ пропускается составляющая света E_{\parallel} , а во второй E_{\perp} . Тогда на выходе фотодетектора появится переменное напряжение, амплитуда и фаза которого будут зависеть от величины и знака расстройки между частотой генерации ν_r лазера и опорной частотой ν_0 интерферометра. Например, для частоты $\nu_{r_1} < \nu_0$ амплитуда напряжения будет определяться разностью коэффициентов пропускания интерферометра T_1 и T_2 , а для $\nu_{r_2} > \nu_0$ — T_3 и T_4 , причем в последнем случае фаза колебаний изменяется на 180° (см. рис. 2, г). Очевидно, что при отсутствии расстройки ($\nu_r = \nu_0$) переменное напряжение на выходе фотодетектора становится равным нулю, так как интенсивности составляющих света E_{\parallel} и E_{\perp} , пропускаемых интерферометром, будут равны.

Сигнал с фотодетектора ФД₂ после усилителя У₂ поступает на синхронный детектор СД₂, на выходе которого получается сигнал ошибки, пропорциональный $\Delta\nu = \nu_r - \nu_0$. Сигнал ошибки после усиления УПТ₂, а также интегрирования И₂ используется для коррекции ухода частоты лазера путем управления длиной его резонатора с помощью ПЭП₂.

Использованная схема стабилизации частоты по анизотропному эталонному резонатору позволила отказаться от сканирования базы эталонного интерферометра и дала возможность значительно увеличить жесткость конструкции и тем самым ликвидировать существенные недостатки: изменение во времени свойств элементов, управляющих положением зеркал, нарушение юстировки зеркал в процессе их движения, чувствительность к вибрациям.

Описанный одночастотный лазер на YAG-Nd со стабилизацией частоты по эталонному термостатированному анизотропному резонатору имел стабильность частоты не ниже 10^{-8} за час. Стабильность частоты определялась по дискриминаторной характеристике кольца автоподстройки частоты. Выходная мощность генератора составляла 300 мВт.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. G. Danielmeyer. Stabilized efficient single frequency Nd-YAG laser. — "IEEE J. Quant. Electron.", 1970, vol. QE-6, № 2, p. 101—104.
2. H. Gerhardt, V. Bodecker, H. Welling. Frequenzverhalten eines frequenzstabilen YAG: Nd³⁺ — lasers. — "Z. für Angew. Physik", 1971, Bd 31, № 1, S. 11—15.
3. H. G. Danielmeyer, W. N. Leibolt. Stable tunable single — frequency Nd : YAG laser. — "Appl. Phys.", 1974, vol. 3, № 3, p. 193—198.
4. В. Ю. Петрунькин, М. Г. Высоцкий, Р. И. Окунев. Селекция продольных типов колебаний в гелий-неоновом газовом ОКГ с 4-зеркальным Т-образным резонатором. — «ЖТФ», 1968, т. 38, с. 1983.
5. М. Г. Высоцкий, В. М. Николаев, Р. И. Окунев, В. Ю. Петрунькин. Исследование селекции продольных мод и стабилизации частоты излучения гелий-неонового лазера с кольцевым резонатором. — «ЖТФ», 1973, т. 43, с. 881.

Поступило в редакцию 20 ноября 1975 г.;
окончательный вариант — 5 июля 1976 г.

УДК 531.715 : 621.375.826

В. В. ВОРОБЬЕВ
(Новосибирск)

ИЗМЕРИТЕЛИ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ С ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМ МОДУЛЯТОРОМ

В настоящее время для измерения перемещений в заводских и лабораторных условиях все большее распространение получают двухчастотные доплеровские измерители перемещений вследствие их надежности, так как спектр выходных частот интерферометра с двухчастотным лазером не захватывает область нулевых частот, и высокой точности [1, 2]. В работе [1] описан измеритель перемещения на основе двухчастотного лазера с зеемановским расщеплением частоты излучения. Применение двухчастотного лазера дает возможность создавать интерферометры, измеряющие перемещение до малых долей длины волны излучения лазера. Однако до настоящего времени нет промышлен-

ного образца двухчастотного лазера. Известны методы сдвига частоты излучения лазера с помощью электрооптических кристаллов [2, 3], что дает возможность создать аналог двухчастотного лазера.

В настоящей статье описаны принципы построения, методы настройки и результаты лабораторных испытаний двух схем двухчастотного измерителя перемещений, использующего для оптического гетеродинирования сдвиг частоты излучения лазера с помощью кристалла ниобата лития.

Рассмотрим принцип получения двухчастотного излучения из одночастотного с помощью кристалла ниобата лития. Если вдоль оптической оси z кристалла, к которому приложено электрическое поле ($E_x = E \cos \Omega t$, $E_y = E \sin \Omega t$, $E_z = 0$), направить излучение с круговой поляризацией, то матрицы Джонса для этого случая запишутся следующим образом [4, 5]:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \cos^2 \frac{\Omega}{2} t + e^{-i\delta} \sin^2 \frac{\Omega}{2} t & (1 - e^{-i\delta}) \cos \frac{\Omega}{2} t \sin \frac{\Omega}{2} t \\ (1 - e^{-i\delta}) \cos \frac{\Omega}{2} t \sin \frac{\Omega}{2} t & \sin^2 \frac{\Omega}{2} t + e^{-i\delta} \cos^2 \frac{\Omega}{2} t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -i \\ 1 \end{bmatrix} = \\ = \frac{\sqrt{2}}{4} \left\{ (1 + e^{-i\delta}) \begin{bmatrix} -i \\ 1 \end{bmatrix} - e^{i\Omega t} (1 - e^{-i\delta}) \begin{bmatrix} i \\ 1 \end{bmatrix} \right\},$$

где δ — фазовый сдвиг кристалла, определяемый величиной напряжения E . Как видно из формулы, на выходе кристалла имеется излучение круговой поляризации противоположного направления по отношению ко входной, причем частота этой части излучения сдвинута на Ω .

Так как одночастотный лазер и модулятор являются аналогом двухчастотного лазера, то для измерения перемещений можно использовать схему интерферометра [1], приведенную на рис. 1. Излучение лазера, пройдя через первую четвертьволновую пластину, становится циркулярно поляризованным, затем на выходе вращающейся фазовой пластины, роль которой в данном случае играет модулятор на кристалле ниобата лития, получается двухчастотное излучение с право- и левовращающимися круговыми поляризациями. Далее схема интерферометра работает аналогично описанной в работе [1]. В качестве опорного сигнала для кумулятивного фазометра [1] используется сигнал непосредственно с генератора Γ , питающего кристалл, а в качестве информационного — сигнал фотоприемника (ФП). Принципиальная схема генератора приведена на рис. 2. Для питания кристалла используются резонансные каскады, нагрузками которых являются трансформаторы, повышающие напряжение в 10 раз. Девяностоградусный фазовый сдвиг между напряжениями, питающими кристалл, создается с помощью трех T -триггеров.

Настройку интерферометра удобно выполнять с помощью вращающегося поляроида с расположенным за ним фотоприемником. После первой четвертьволновой пластины необходимо получить минимум напряжения на фотоприемнике, что будет соответствовать круговой поляризации (остаточное напряжение составляло 3—2% от максимального). Далее необходимо выставить кристалл ниобата лития так, чтобы свет проходил вдоль оптической оси. Затем необходимо получить максимум сигнала на выходе фотоприемника при минимуме амплитудной модуляции, для чего используются следующие регулировки: в усилителях (см. рис. 2) с помощью сопротивлений R выбирается амплитуда напряжений, подаваемых на кристалл, подстроечными емкостями C производится подстройка сдвига фазы между напряжениями. Иногда требуется небольшое перемещение кристалла или четвертьволновой пластины. Настройка собственно интерферометра аналогична его настройке при использовании двухчастотного лазера [1].

Несколько проще оказывается вторая схема интерферометра, приведенная на рис. 3, в которой электрооптический кристалл помещен в опорное плечо. На выходе второй (по направлению излучения) четвертьволновой пластины, как и в предыдущем случае, получаются два излучения с перпендикулярными линейными поляризациями, причем одно излучение сдвинуто по частоте относительно входного. Ориентация второй

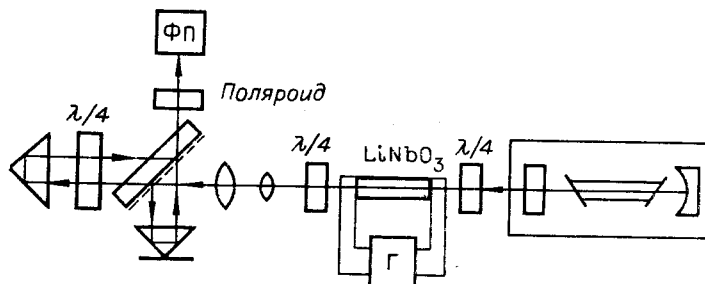


Рис. 1.

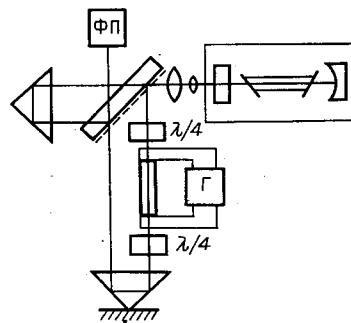
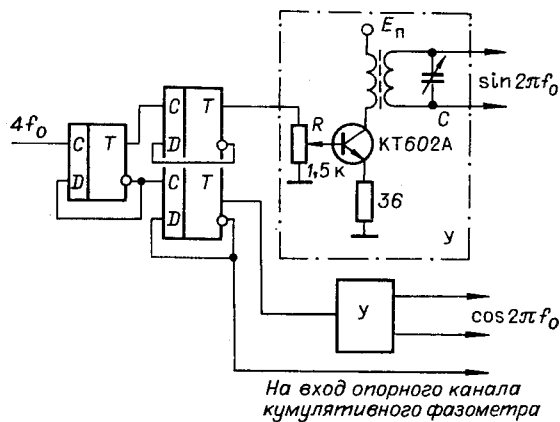


Рис. 3.

Рис. 2.

четвертьволновой пластины выбрана такой, чтобы направление поляризации излучения, сдвинутого по частоте, совпало с направлением поляризации излучения, пришедшего от подвижного отражателя. Если на кристалл подавать полуволновое напряжение, то все излучение, прошедшее через него, окажется сдвинутым по частоте и все излучение, пришедшее на фотоприемник, может интерферировать, в то время как в схеме рис. 1 в состоянии интерферировать только часть излучения (приблизительно равная половине), выделяемая поляроидом. Таким образом, преимуществами второй схемы по сравнению с первой являются возможность получения большего сигнала на выходе фотоприемника, а также отсутствие одной четвертьволновой пластины и поляроида, а недостатком — большое опорное плечо и, следовательно, худшая стабильность нуля интерферометра.

Настройка этой схемы интерферометра осуществляется следующим образом. Как и в предыдущем случае, на выходе первой четвертьволновой пластины получают циркулярно-поляризованное излучение, т. е. минимум сигнала фотоприемника с вращающимся поляроидом. Затем пропускают свет вдоль оптической оси кристалла и получают на выходе фотоприемника с вращающимся поляроидом сигнал с минимумом амплитудной модуляции. Далее устанавливают уголки отражатели и на фотоприемнике интерферометра получают максимальный сигнал при минимальной амплитудной модуляции во время перемещения подвижного отражателя, для чего регулируют величину напряжения и фазу подаваемых на кристалл сигналов.

Обе схемы интерферометра были испытаны совместно со счетно-импульсным преобразователем прибора ДИП-2, измеряющего перемещение как в целых, так и в дробных значениях длины волны за счет измерения фазы между опорным и информационным сигналами [1], поэтому разностная частота определялась частотой опорного сигнала прибора и была равна 1 МГц, что соответствует максимальной скорости перемещения 0,3 м/с. Однако в случае необходимости разностную частоту можно значительно повысить. Была проверена возможность повышения частоты до 4 МГц. В результате экспериментов были получены следующие данные. Измеритель перемещений со схемой интерферометра на рис. 3 показал нормальную работоспособность при измерении перемещений до 25 м. При этом точность определялась точностью наводки на штрих, что составляло приблизительно 1 мкм. Стабильность нуля определялась для схемы рис. 1, при этом отражатель закреплялся на чугунном рельсе на расстоянии 70 мм от светоделительной пластины интерферометра. Стабильность температуры рельса была не хуже 0,1 град/ч. Таким образом, изменения информационного плеча должны были быть не более 70 нм/ч. Изменениями опорного плеча интерферометра и показателя преломления воздуха можно было пренебречь. Опорное плечо составляет 20 мм и выполнено из инвара. Температура воздуха изменялась в процессе эксперимента не более чем на 0,2°. Следовательно, показания прибора от изменения показателя преломления воздуха должны были измениться приблизительно на 10 нм. Экспериментально полученный результат составлял 30 нм/ч.

Автор благодарит П. Я. Белоусова и Ю. Н. Дубнишева за консультации и помощь, оказанные ими при создании интерферометров.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Атутов, В. П. Бессмельцев, В. Н. Бурнашов, В. В. Воробьев, В. П. Коронкевич, А. И. Лохматов, В. С. Соболев, В. А. Шаталов. Измеритель угловых и линейных перемещений на основе двухчастотного лазера.— «Автоматрия», 1975, № 5, с. 48—53.
2. Ю. Ф. Застрогин. Оптические преобразователи одночастотного излучения в двухчастотное, основанное на внешней электрооптической модуляции.— «Измерительная техника», 1974, № 3, с. 31—34.

3. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света. М., «Наука». 1970.
4. У. А. Шерклифер. Поляризованный свет. М., «Мир», 1965.
5. Yu. N. Dubnitschev, P. Ya. Belousov, A. A. Stolpovski. The application of an electro-optical frequency modulator with a rotating electric field in optical Doppler velocimeter.— "Opt. and Laser Technology", 1976, vol. 8, № 6.

Поступило в редакцию 29 октября 1976 г.

УДК 535.317

А. М. РЯБЧУН
(Новосибирск)

АХРОМАТИЗМ ОПТИЧЕСКОГО КЛИНА ИЗ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Известно, что основной недостаток голографических оптических элементов (ГОЭ)— сильная хроматическая аберрация. Для устранения этой аберрации можно сконструировать систему из нескольких ГОЭ, причем ее параметры выбрать так, чтобы хроматическая аберрация была наименьшей. Такой способ описывается, например, в работе*, где рассматриваются системы из ГОЭ типа «плоская линза». В нашем сообщении рассматриваются системы из ГОЭ типа «плоская призма». Плоская призма представляет собой прозрачный слой с пилообразно меняющимся в одном направлении коэффициентом преломления.

Далее будут использоваться следующие обозначения: $i=1-3$ — номера плоских призм по ходу светового луча; θ_i — угол поворота i -й плоской призмы (рис. 1); φ_i — угол между нормалью к i -й плоской призме и направлением, в котором распространяется световая волна, преломленная этой призмой (см. рис. 1); α_i — угол, характеризующий преломляющие свойства i -й плоской призмы; γ — угол, на который луч света отклонится от первоначального направления, пройдя через систему из плоских призм; $\mu = \lambda/\lambda_0$ — отношение длины волны света к основной длине волны.

Действия одной плоской призмы описываются следующей формулой (рис. 2):

$$\sin \gamma = \sin \alpha \cdot \mu + \sin \beta = \sin \alpha (\lambda/\lambda_0) + \sin \beta. \quad (1)$$

На рис. 3 штриховой линией изображена относительная дисперсия для одной плоской призмы в случае малых γ .

Для системы из двух плоских призм получается следующее выражение (см. рис. 1):

$$\gamma = \arcsin \{ \sin [\arcsin (\mu \sin \alpha_1 + \sin \theta_1) - \theta_1 + \theta_2] + \mu \sin \alpha_2 \} - \theta_2. \quad (2)$$

Если выбрать условие ахроматичности таким:

$$\gamma'(\lambda_0) = 0, \quad (3)$$

то для системы из двух плоских призм это приводит к уравнению

$$\sin \alpha_2 = \frac{\sin \alpha_1 (\sin \alpha_1 + \sin \theta_1) \sin (\theta_2 - \theta_1)}{\sqrt{1 - (\sin \alpha_1 + \sin \theta_1)^2}} - \cos (\theta_2 - \theta_1) \sin \alpha_1. \quad (4)$$

Подставляя выражение (4) в (2), получим

$$\gamma(\lambda_0) = \arcsin \left[\frac{\cos^2 \theta_1 - \sin \alpha_1 \sin \theta_1}{\sqrt{1 - (\sin \alpha_1 + \sin \theta_1)^2}} \sin (\theta_2 - \theta_1) + \sin \theta_1 \cos (\theta_2 - \theta_1) \right] - \theta_2. \quad (5)$$

При этом для параллельных плоских призм ($\theta_2 = \theta_1$) получается $\gamma = 0$.

Для примера были рассчитаны две системы (рис. 4, а, б):

$$а) \theta_1 = 0; \quad \theta_2 = 30^\circ; \quad \alpha_1 = 15^\circ; \quad \alpha_2 = -10^\circ 55';$$

$$б) \theta_1 = 0; \quad \theta_2 = 45^\circ; \quad \alpha_1 = 15^\circ; \quad \alpha_2 = -7^\circ 42'.$$

Для системы «а» $\gamma(\lambda_0) = 1^\circ 11'$, для «б» $\gamma(\lambda_0) = 2^\circ 03'$. Относительная дисперсия $\gamma(\lambda) - \gamma(\lambda_0) / \gamma(\lambda_0)$ для этих двух систем оказалась примерно одинаковой и изображена на рис. 3.

* Bennett S. I. Achromatic combinations of hologram optical elements.— "Appl. Opt.", 1976, vol. 15, № 2, p. 542.