

относительную среднеквадратичную ошибку в определении полуширины спектральной линии можно оценить для заданного k по формуле

$$\left(\frac{(\Delta\alpha_0)^2}{\alpha_0^2} \right)^{1/2} \leq \frac{\sqrt{\delta}}{\sqrt{2n}},$$

где δ — отношение дисперсий на рис. 2; $n = \alpha_1 h$ — суммарное количество фотоэлектронов, формирующих «изображение».

Поступила в редакцию 30 июля 1975 г.

УДК 531.7.082.54:621.378.325

А. Н. БОНДАРЕНКО, Ю. Б. ДРОБОТ,
В. А. КОНСТАНТИНОВ, Г. В. КРИВОЩЕКОВ, В. П. ТРОЦЕНКО
(Новосибирск)

ИЗМЕРЕНИЕ МАЛЫХ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Вопросы измерения малых акустических колебаний поверхностей твердых тел, амплитуды которых намного меньше длины световой волны, часто возникают в широком круге физических исследований. Для примера можно указать на исследование малых пьезоэлектрических, электро- и магнитострикционных эффектов. Особый интерес представляют измерения параметров акустических волн, возникающих в различных конструкционных материалах и изделиях при их деформации.

В данной работе излагаются возможности метода, основанного на использовании активных интерферометров (собственно лазеров), и приводятся результаты их предварительных исследований. Все измерения проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1. Сама установка собиралась на массивном амортизированном стальном швеллере. Источником монохроматического излучения служил нестабилизированный He-Ne лазер ЛГ-38, работающий на длине волны $\bar{\lambda} = 0,62$ мкм. Интерференционная измерительная головка (см. рис. 1, б) имела размеры $3,5 \times 3; 5 \times 5$ см и в совокупности с отражающей поверхностью исследуемого объекта δ , на которую она ставится, представляла собой равноплечий интерферометр Майкельсона. В качестве светорасщепителя использовался делительный кубик, помещенный в оправу и приклеенный к кольцевому керамическому магниту 13 с тремя (под углом 120°) опорами в виде стальных шариков диаметром 0,1 см. Магнит обеспечивал достаточно устойчивое положение головки на стальных образцах. Опорное зеркало жестко крепилось на пьезокерамическом цилиндре 6, тем самым имелась возможность плавно управлять интенсивностью интерференционной картины. Луч лазера, проходя через оптический затвор 2, поворотной призмой 4 направлялся в интерферометр и фокусировался на исследуемую поверхность линзой 3. Применение фокусирующей линзы позволяло получить хорошую интерференционную картину от любых слегка полированных поверхностей. Интенсивность интерференционной картины регистрировалась

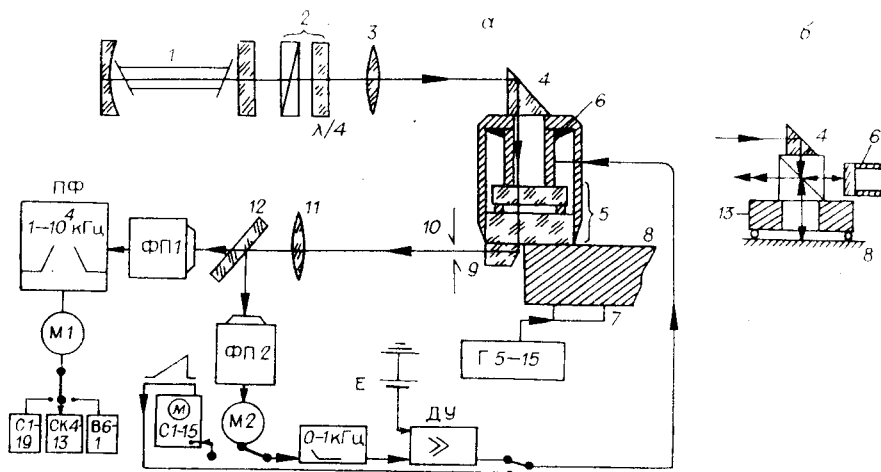


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения акустических колебаний интерференционными методами:

a — многолучевая интерферометрическая головка; 1 — He-Ne лазер; 2 — оптический затвор; 3 — фокусирующая линза; 4 — поворотные призмы измерительных головок; 5 — интерферометр Фабри — Перо; 6 — цилиндрические пьезокерамики; 7 — возбуждающий преобразователь; 8 — объект, колебания поверхности которого исследуются; 9 — поворотная усеченная призма; 10 — диафрагма; 11 — линза, фокусирующая интерференционную картину на фотоприемники; 12 — стеклянная пластина; 13 — керамический кольцевой магнит; ФП1, ФП2 — фотоприемники; ПФ — полосовой фильтр; М1, М2 — микроамперметры ФП6/1; С1-19 — осциллограф; СКЧ-13 — спектроанализатор; В6-1 — селективный микровольтметр; С1-15 — осциллограф; ДУ — дифференциальный усилитель; *E* — источник опорного напряжения; Г5-15 — генератор импульсов; *b* — двухлучевая интерферометрическая головка.

фотоприемником ФП1 типа ФД9Э111 с собственной постоянной времени 10^{-7} с. В зависимости от выполняемой задачи сигнал с фотоприемника через регулируемый полосовой фильтр подавался на селективный микровольтметр В6-1, спектроанализатор СКЧ-13 или осциллограф. Часть излучения отклонялась стеклянной пластинкой 12 на фотоприемник ФП2, сигнал с которого использовался для осуществления электронно-оптической отрицательной обратной связи с целью компенсации низкочастотных вибраций и температурных флюктуаций среды. Обратная связь осуществлялась дифференциальным усилителем (ДУ), на один из входов которого через фильтр нижних частот поступал сигнал с ФП2, а на другой — опорное напряжение от батареи *E* для выбора рабочей точки на линейном участке интерференционной картины. Разностный сигнал с выхода усилителя в противофазе подавался на управляющую опорным зеркалом пьезокерамику *b*. Применение такой компенсации низкочастотных (от нуля до 1 кГц) помех позволяет работать с установкой в обычных лабораторных условиях.

На рис. 2 приведен совмещенный график чувствительности метода и шумов лазера, измеренных спектроанализатором с полосой сканирования 400 Гц. К случаю двухлучевой интерференции относится левая

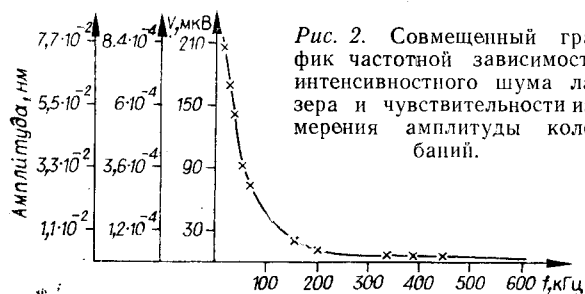


Рис. 2. Совмещенный график частотной зависимости интенсивностного шума лазера и чувствительности измерения амплитуды колебаний.

ось амплитуд. Чувствительность метода возрастает с увеличением частоты измеряемых колебаний и, начиная с 200 кГц, достигает 3×10^{-6} мкм и выше. Колебания же импульсного характера при полосе пропускания усилителя 0,01—1 МГц уверенно

регистрируются, начиная с амплитуд $\sim 10^{-4}$ мкм. На рис. 3 приведена амплитудно-частотная характеристика пьезоэлектрического преобразователя диаметром 1,8 см и толщиной 0,1 см, снятая при помощи описанного интерферометра. Поверхностные волны возбуждались при помощи пьезоэлемента, вклеенного в прорезь пластины, и генератора прямоугольных электрических импульсов типа Г5-15. На осциллограмме были видны прямая и отраженные от границ пластины волны. Амплитуда прямой волны составляла $2 \cdot 10^{-4}$ мкм. Частота заполнения импульсов соответствовала резонансной частоте возбуждающего пьезоэлемента.

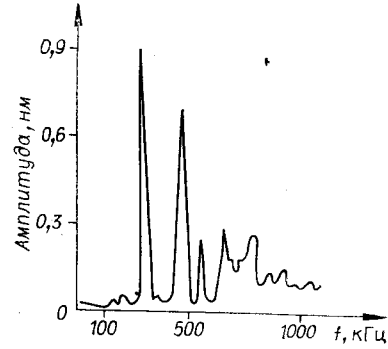


Рис. 3. Амплитудно-частотная характеристика пьезоэлектрического преобразователя.

На основании эксперимента можно утверждать, что двухлучевой метод с использованием нестабилизированных газовых лазеров позволяет измерять акустические колебания с амплитудами до $5 \cdot 10^{-2}$ мкм с чувствительностью $3 \cdot 10^{-6}$ мкм в полосе частот $\Delta f = 400$ Гц и 10^{-4} мкм в полосе частот 0,01—1 МГц. Такими амплитудами обладают, например, акустические колебания, возникающие в конструкционных материалах при развитии в них макротрещин, поэтому описанный метод может быть с успехом применен для регистрации этих колебаний. Были изучены возможности применения многолучевого интерферометра. В этом случае распределение интенсивности в прошедшем свете описывается формулой Эйри [1]

$$I^{(i)} = I^{(0)} / (1 + F \sin^2 \delta/2), \quad (1)$$

где $F = 4R/(1-R)^2$; $\delta = 4\pi l n \cos \theta / \lambda$ (R — коэффициент отражения зеркал; θ — угол между направлением распространения луча и нормалью к поверхности зеркала; n — показатель преломления окружающей среды); $I^{(0)}$ — интенсивность падающего света. При $\cos \theta = 1$, $n = 1$ разность фаз будет $\delta = 4\pi l / \lambda$. Величина тока, регистрируемая прибором, равна

$$i = i_{\max} / (1 + F \sin^2 \delta/2) \quad (2)$$

($i_{\max} = I^{(0)} \kappa k$). Дифференцируя (2) по l и λ и прибавляя $\pm \Delta i'$, $\pm \Delta i''$, $\pm \Delta i'''$, получаем

$$\Delta i = -i_{\max} [F \sin \delta_0 (2\pi/\lambda \Delta l - 2\pi/\lambda^2 l \Delta \lambda) / (1 + F \sin^2 \delta/2)^2] \pm \pm \Delta i' \pm \Delta i'' \pm \Delta i''' \quad (3)$$

Первоначальную разность фаз выберем равной $\delta_0 = 2\pi m + \varepsilon/2$, где m — целое число, а $\varepsilon = 4/\sqrt{F}$ — полуширина интенсивности. При $R \approx 1$ $\sin(2\pi m + \varepsilon/2) \approx \varepsilon/2$. С учетом этого из (3) находим

$$\Delta i = -\Delta i / i_{\max} \lambda / \pi \sqrt{F} + l / \lambda \Delta \lambda \pm \lambda / (i_{\max} \pi \sqrt{F}) \times \times (\Delta i' \pm \Delta i'' \pm \Delta i'''). \quad (4)$$

Как видно из (4), чувствительность измерений увеличивается в $\sqrt{F}/2$ раз по сравнению с двухлучевой интерференцией. Минимально обнаруживаемая амплитуда колебаний, определяемая нестабильностью мощности лазера $\Delta i'$, дрожанием зеркал $\Delta i''$ и шумами фотоэлектронной аппаратуры $\Delta i'''$, уменьшается на ту же величину, но $l/\lambda \Delta \lambda$ неизменна. Поэтому многолучевой интерферометр, используемый для измерения акустических колебаний, должен иметь весьма

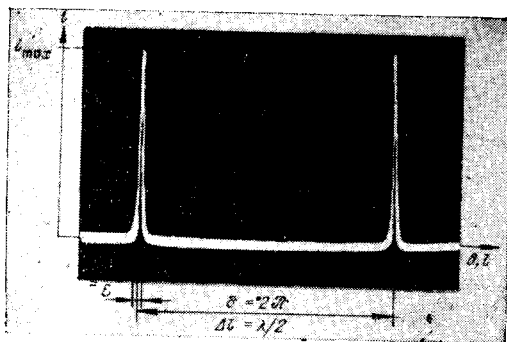


Рис. 4. Характеристика пропускания многолучевого интерферометра.

возможность измерять интерференционную характеристику интерферометра, выбирать необходимую рабочую точку, а также осуществлять отрицательную обратную связь для устранения влияния внешних условий. Экспериментальная установка остается той же самой, что и в случае двухлучевого интерферометра. Измерительная головка непосредственно ставится на поверхность исследуемого образца.

Как следует из (4), для определения амплитуды колебаний необходимо знать не только Δi — величину переменной составляющей фототока, пропорциональную амплитуде, и i_{\max} — фототок, соответствующий максимуму пропускания интерферометра, но и коэффициент отражения зеркал. Величина $\pi\sqrt{F}$ может быть непосредственно определена из измерения характеристики пропускания интерферометра. Осциллограмма этой характеристики приведена на рис. 4. Расстояние между пиками соответствует изменению базы интерферометра на величину $\lambda/2$. По осциллограмме измеряется расстояние между пиками и их полуширина, а затем вычисляется отношение η . Для данного интерферометра отношение полуширины пиков к расстоянию между ними равнялось $\eta = 1/280$. Чтобы найти ε в радианах, достаточно приравнять $\varepsilon/2\pi = \eta$, откуда $\pi\sqrt{F} = 2/\eta$. Измерительная формула будет выглядеть следующим образом:

$$\Delta l = \Delta i / i_{\max} \lambda / 2 \eta. \quad (5)$$

Многолучевым интерферометром измерялись колебания торца металлического стержня. Исследование вопроса о минимально измеряемой амплитуде показало, что, как и при двухлучевой интерференции, ограничивающими чувствительность измерений являются шумы лазера. Прямо на это указывали частотные характеристики интенсивностного шума лазера, измеренные до интерферометра и после него. Частотные характеристики шума были идентичны, за исключением низкочастотной части спектра (до 1 кГц), где сказывались частотные флуктуации излучения и внешние вибрации. Из совмещенного графика чувствительности и шумов лазера (см. рис. 2), где случаю многолучевой интерференции соответствует правая ось амплитуд, видно, что чувствительность измерения колебаний многолучевым методом почти на два порядка выше, чем двухлучевым. Это вполне согласуется с выводами, которые следуют из (4). Минимальная амплитуда гармонических колебаний, измеренная на частоте 300 кГц при полосе пропускания усилительного устройства 400 Гц, равна $2 \cdot 10^{-8}$ мкм. Наименьшие амплитуды импульсных колебаний, которые были зарегистрированы, лежат в пределах 10^{-6} — 10^{-5} мкм при полосе воспроизведения 0,01—1 МГц. Верхний предел измеряемых амплитуд определяется добротностью интерферометра и в данном случае составлял 10^{-3} мкм.

малую базу, или необходимо применять высокостабильные по частоте газовые лазеры.

С учетом этого авторами был изготовлен интерферометр Фабри — Перо (см. рис. 1, а) диаметром 4 см и высотой 6 см, с базой около 40 мкм, что позволило иметь компоненту шума, связанную с нестабильностью частоты лазера, пренебрежимо малой. Одно из зеркал, как и в случае двухлучевой измерительной головки, было прикреплено к пьезокерамическому цилиндру б, поэтому имелась воз-

Акустические колебания можно также измерять по сдвигу резонансной частоты относительно контура усиления He-Ne лазера. Если длина лазерного резонатора достаточно мала, так что частотный интервал между соседними продольными типами колебаний — $\Delta\nu_p$ превосходит частотный интервал контура усиления лазера $\Delta\nu_n$, то в этом случае возможна генерация на одном продольном типе колебаний. Это условие можно записать в следующем виде:

$$\Delta\nu_p = c/2l \gg \delta\nu_n,$$

где c — скорость света в вакууме; l — оптическая длина резонатора. Изменение оптической длины резонатора приводит к изменению выходной мощности лазера из-за смещения резонансной частоты относительно контура усиления.

Связь между величиной изменения длины резонатора и величиной изменения выходной мощности лазера можно определить, зная форму кривой усиления. Так, для доплеровского контура усиления

$$I_0 = I \exp \left\{ - \left[2(\nu - \nu_0) / \delta\nu_n \sqrt{\ln 2} \right]^2 \right\}. \quad (6)$$

Находим

$$\Delta I = -I_0 \exp \left\{ - \left[2(\nu - \nu_0) \sqrt{\ln 2} / \delta\nu_n \right]^2 \right\} 8 \ln 2 (\nu - \nu_0) \Delta\nu / (\delta\nu_n)^2, \quad (7)$$

где I — интенсивность лазерного излучения; I_0 — максимальное ее значение (при $\nu = \nu_0$); $\delta\nu_n$ — полуширина линии усиления; ν , ν_0 — частота генерации и частота, соответствующая центру линии усиления; $\Delta\nu$, ΔI — изменение частоты и интенсивности генерации при изменении оптической длины резонатора на величину Δl . При этом

$$\Delta\nu = \nu \Delta l / l. \quad (8)$$

Если начальная длина резонатора такова, что

$$\nu - \nu_0 = \delta\nu_n / 2, \quad (9)$$

то выражение (7) с учетом (8) и (9) можно записать в виде

$$\Delta I = I_0 2 \ln 2 \nu / \delta\nu_n l (\Delta l),$$

откуда

$$\Delta l = \Delta I / I_0 \delta\nu_n / 2 \ln 2 \nu. \quad (10)$$

Эта формула служит для расчета амплитуды колебаний. Величины I_0 , ΔI , l , $\delta\nu_n$, входящие в (10), непосредственно определяются в эксперименте.

Используя описанную методику, измерялись колебания отражающей поверхности одного из зеркал лазерного резонатора, возбуждаемые пьезоэлектрическим преобразователем 1, прикрепленным к внешней плоскости зеркала 3, как показано на рис. 5. Для измерений применялся He-Ne лазер ЛГ-55 ($\lambda = 0,63$ мкм), выходное зеркало 4 которого было прикреплено к цилиндрической пьезокерамике 2 для плавного изменения длины резонатора.

В первой части эксперимента измерялся контур линии усиления лазера, для чего на цилиндрическую пьезокерамику 2 пода-

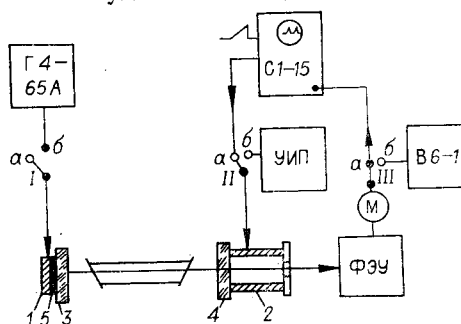


Рис. 5. Схема экспериментальной установки для измерения акустических колебаний по сдвигу частоты лазера:

1 — пьезокерамика для возбуждения ультразвуковых колебаний в зеркале резонатора; 2 — цилиндрическая пьезокерамика для плавной перестройки длины резонатора; 3, 4 — лазерные зеркала; 5 — слой масла для акустического контакта; Г4-65А — генератор синусоидальных сигналов; С1-15 — осциллограф; В6-1 — селективный микровольтметр; УИП — источник постоянного напряжения; М — микроамперметр. При регистрации контура усиления лазера переключатели I—III находятся в положении а, при измерении колебаний — в положении б.

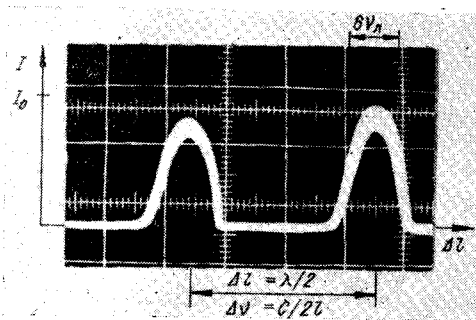


Рис. 6. Зависимость интенсивности излучения лазера от изменения длины резонатора.

валось пилообразное напряжение с генератора развертки осциллографа С1-15. Выходной сигнал с ФЭУ подавался на вход этого осциллографа, и с его экрана фотографировались импульсы, соответствующие контуру усиления лазера. Расстояние между максимумами этих импульсов соответствует изменению длины резонатора на величину $\lambda/2$ (рис. 6) и, следовательно, перестройке собственной частоты резонатора на величину $c/2l$. Из отношения полуширины импульса к расстоянию

между максимумами двух импульсов вычислялась величина δv_n . В нашем эксперименте $l=30$ см, $\delta v_n=1,25 \cdot 10^8$ Гц.

При измерении колебаний переключателя I—III (см. рис. 5) переводился в положение «б». При этом на пьезокерамику 2 подавалось постоянное напряжение, при котором генерация происходила на частоте $\nu = \nu_0 + \delta v_n/2$. Измерение максимального значения выходной мощности I_0 (при $\nu = \nu_0$) и контроль частоты генерации осуществлялись при помощи микроамперметра Ф116/1. С генератора Г4-65А на пьезокерамику 1 подавалось синусоидальное напряжение для возбуждения в зеркале 1 ультразвуковых колебаний на частотах от 0,14 до 1 МГц. Величина Δl измерялась при помощи селективного микровольтметра В6-1 с полосой регистрации 1 кГц. Измерения показали, что в диапазоне исследуемых частот от 0,14 до 1 МГц чувствительность метода примерно была одинакова и составляла величину $3,5 \cdot 10^{-6}$ мкм.

Средняя квадратичная ошибка эксперимента была не более 20%. Вклад каждой измеряемой в формуле (10) величины в ошибку неодинаков. В частности, величина погрешности в большей степени определялась нестабильностью частоты генерации лазера. Для ЛГ-55 относительная нестабильность составляла 10^{-7} , что увеличивало ошибку до 17%. Поэтому, используя для измерений стабилизированный по частоте лазер, можно существенно повысить точность метода.

Чувствительность же метода, как это следует из (10), можно увеличить двумя способами:

1. Уменьшением длины резонатора l , для чего необходимо использовать лазерные переходы, обеспечивающие большие коэффициенты усиления, и сведением потерь в резонаторе до минимума.

2. Уменьшением отношения $\delta v_n/\nu$. Для этого можно уменьшить накачку, приближая ее к пороговому значению, или использовать склон лэмбовского провала, ширина которого при определенных условиях может быть значительно меньше доплеровского контура усиления. Далее, можно использовать лазер с нелинейно-поглощающей ячейкой внутри резонатора, позволяющей на несколько порядков уменьшить ширину контура усиления. Так, ширина пика мощности кольцевого He-Ne лазера ($\lambda=3,39$ мкм) с метановой поглощающей ячейкой в резонаторе по данным работы [2] составляет на полувысоте величину 60 кГц, а по данным работы [3] добротность такого пика равна $1 \cdot 10^9$, что соответствует $\delta v_n=90$ кГц. Это намного меньше полосы пропускания резонатора — Δv_p .

В этом случае чувствительность метода должна определяться величиной Δv_p и, по нашим оценкам, при $\Delta v_p=1 \cdot 10^6$ Гц должна составлять величину $\sim 10^{-8}$ мкм.

Кроме упомянутых выше методов, для измерения акустических колебаний может быть использован эффект конкуренции мод He-Ne

лазера. Из теоретического [4—6] и экспериментального [7, 8] исследований генерации двух аксиальных мод газового лазера следует, что в случае симметричного расположения частот этих мод относительно центра линии усиления между ними возникает сильная конкуренция, приводящая к резкому усилению интенсивности одной из них и подавлению другой при их незначительном смещении. Если в лазере возбуждены две аксиальные моды, отстоящие друг от друга по частоте на величину одного межмодового промежутка и расположенные симметрично относительно центра линии усиления — ν_0 , то частота первой моды будет равна $\nu_1 = \nu_0 - c/4l$, а частота второй $\nu_2 = \nu_0 + c/4l$, где l — оптическая длина резонатора, c — скорость света в вакууме. В этом случае режим генерации устойчив. Незначительное изменение длины резонатора на Δl приводит к перестройке его частот на величину $\Delta\nu = \nu\Delta l/l$. При этом частоты мод смещаются по контуру усиления, что приводит к резкому изменению их интенсивностей вследствие конкуренции. Таким образом, колебания длины резонатора однозначно связаны с колебаниями интенсивностей мод. Этот эффект используется нами для измерения малых амплитуд акустических колебаний.

В эксперименте применялся He-Ne лазер ($\lambda = 0,63$ мкм), работающий на двух аксиальных модах, расположенных симметрично центру линии усиления. Для компенсации медленных смещений (до 1 кГц) длины резонатора, вызванных вибрациями, нагревом арматуры и т. д., применялась система автоматической подстройки. Для этого при помощи интерферометра с наклонными пластинами 6 моды пространственно разделялись так, что излучение одной из них попадало на ФЭУ-I, а второй — на ФЭУ-II (рис. 7). Сигналы с ФЭУ подавались на дифференциальный усилитель 9. Усиленный разностный сигнал с выхода усилителя через фильтр нижних частот (0—1 кГц) подавался на цилиндрическую пьезокерамику 3. Таким образом, при изменении длины резонатора (приводящем к изменению интенсивностей мод) вырабатывался сигнал ошибки, возвращающий резонатор в первоначальное положение.

Измеряемые акустические колебания возбуждались в зеркале 1 пьезокерамикой 4, а электрический сигнал с фотоэлектронного умножителя, пропорциональный амплитуде этих колебаний, регистрировался микровольтметром В6-1. Пьезокерамика 4 вместе с зеркалом 1 была предварительно отградуирована описанным двухлучевым интерферометром, что позволило установить цену делений микровольтметра в единицах длины и в дальнейшем использовать этот метод для измерения амплитуд колебаний, возбуждаемых в зеркале любым способом.

Измерения показали, что чувствительность метода в нашем эксперименте составила $1,2 \cdot 10^{-6}$ мкм.

Следует отметить, что при выборе оптимальных параметров лазера, при которых достигается наиболее сильная конкуренция мод, чувствительность этого способа измерения колебаний может быть улучшена на несколько порядков. Наиболее перспективным для этих целей с нашей точки зрения является использование He-Ne лазера, работающего на однородно уширенном переходе $3S_2-3P_4Ne$ ($\lambda = 3,39$ мкм). Благодаря большому ненасыщенному коэффициенту усиления, на этом переходе возможно создание ма-

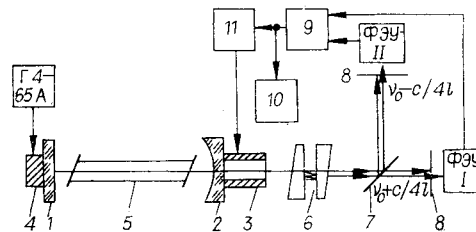


Рис. 7. Схема экспериментальной установки для измерения акустических колебаний с использованием конкуренции мод лазера: 1, 2 — зеркала резонатора; 3, 4 — пьезокерамики; 5 — газоразрядная трубка; 6 — интерферометр Фабри — Перо с наклонными пластинами; 7 — полупрозрачное зеркало; 8 — щелевая диафрагма; 9 — дифференциальный усилитель; 10 — селективный микровольтметр; 11 — фильтр нижних частот (0—1 кГц).

логабаритного лазера для измерения колебаний с амплитудой 10^{-8} мкм и менее. В качестве лазерного зеркала может использоваться непосредственно металлическая поверхность исследуемого образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. М., «Наука», 1970. 855 с.
2. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, М. И. Вальнов, М. А. Губин, В. В. Никитин, В. Н. Трошагин. Стабилизация частоты кольцевого лазера. — «Письма ЖЭТФ», 1972, т. 15, вып. 11, с. 659—661.
3. Н. Б. Кошелевский, В. М. Татаренков, А. Н. Титов. Квантовый репер частоты на длине волны 3,39 мкм. — «Письма ЖЭТФ», 1972, т. 15, вып. 8, с. 461—464.
4. У. Лэмб. Теория оптических лазеров. — В кн.: Квантовая оптика и радиофизика. М., «Мир», 1966, с. 281—376.
5. С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин. О числе генерирующих мод в твердотельных ОКГ бегущей и стоячей волны. — «ФТТ», 1966, т. 8, вып. 9, с. 2655—2659.
6. Л. А. Островский. Взаимодействие колебательных мод в квантовом оптическом генераторе. — «ЖЭТФ», 1965, т. 48, вып. 4, с. 1087—1096.
7. С. А. Гончуков, И. О. Лейптунский, Е. Д. Проценко, А. Ю. Румянцев. Конкуренция продольных мод в He-Ne лазере на длине волны 0,63 мкм. — «Опт. и спектр.», 1969, т. 27, вып. 5, с. 813—820.
8. М. А. Губин, А. И. Попов, Е. Д. Проценко. Исследование конкуренции двух аксиальных мод в ОКГ с однородно уширенной линией. — В кн.: Квантовая электроника. М., «Сов. радио», 1971, № 4, с. 34—40.

*Поступила в редакцию 14 мая 1974 г.;
окончательный вариант — 10 января 1975 г.*

УДК 535.854:531.715.1

В. Л. ШУР, И. Ш. ЭЦИН

(Ленинград)

О ВЛИЯНИИ РАСХОДИМОСТИ ПУЧКА ЛАЗЕРА НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ В ДВУХЛУЧЕВОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

При измерениях, связанных с возможно более точным определением порядка интерференции (измерение длин волн и т. п.), необходимо учитывать расходимость пучка света, поступающего в интерферометр. Если в качестве источника света используется лазер, этот учет [1] носит иной характер, чем при использовании газоразрядных спектральных ламп [2, 3], что связано с особенностями структуры лазерного пучка [4].

В настоящей работе приводится оценка влияния отклонений волны излучения лазера от идеальной плоской волны на точность измерений в зеркальном двухлучевом интерферометре, например Майкельсона или Цендера — Маха. На выходе интерферометра 3 (рисунок, а) установлена диафрагма 4, выделяющая область, где имеет место интерференция (т. е. где пучок измерительной ветви и пучок сравнения перекрываются), или центральный участок этой области.

Интерферометр настроен таким образом, что при освещении идеальным параллельным пучком на выходе наблюдается «бесконечно» широкая полоса. Объектив 5 собирает лучи, выходящие из