

туры последнего сильно деформируются и слабая корреляция фрагментов на краях согласованной части изображений разрушается.

Кроме того, было обнаружено, что с ослаблением сигнала величина η^* при прочих равных условиях увеличивается. По-видимому, это происходит из-за того, что информационный вес слабокоррелированных краевых фрагментов согласованной зоны на фоне сильного поражения шумом всех остальных элементов изображения возрастает.

Все результаты, полученные на основе анализа расхождения, остаются справедливыми и для вероятности правильного распознавания ситуаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоглазов И. Н., Тарасенко В. П. Корреляционно-экстремальные системы.— М.: Сов. радио, 1974.
2. Красовский А. А., Белоглазов И. Н., Чигин Г. П. Теория корреляционно-экстремальных навигационных систем.— М.: Наука, 1970.
3. Баблицкий В. К., Юрьев А. П. Корреляционно-экстремальные методы навигации.— М.: Радио и связь, 1982.
4. Лобанов А. П., Журкин И. Г. Автоматизация фотограмметрических процессов.— М.: Недра, 1980.
5. Киричук В. С. Метод максимального правдоподобия в задаче определения координат фрагмента // Автометрия.— 1983.— № 6.
6. Татарский В. И. Теория флуктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере.— М.: Изд-во АН СССР, 1959.
7. Радиолокационные методы исследования Земли/Под ред. Ю. А. Мельника.— М.: Сов. радио, 1980.
8. Вениш Г. Расчет отражения радиолокационных сигналов от Земли по топографической карте местности // Зарубежная радиоэлектрон.— 1972.— № 4.
9. Буймов А. Г. Статистический анализ флуктуаций радиолокационного изображения местности // Корреляционно-экстремальные системы управления.— Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
10. Frost V. S., Shanmugan K. S. The information content of synthetic aperture radar images of terrain // IEEE Trans.— 1983.— V. AES-19, N 5.— P. 768—774.
11. Буймов А. Г. Анализ влияния корреляционных свойств неоднородного яркостного шума на ковариационную матрицу ошибок совмещения изображений // Автометрия.— 1985.— № 4.
12. Шеннон Р. Имитационное моделирование систем — искусство и наука.— М.: Мир, 1978.
13. Буймов А. Г. К статистике пальмовских полей // Автометрия.— 1981.— № 6.
14. Кульбак С. Теория информации и статистика.— М.: Наука, 1967.
15. Буймов А. Г., Буймова Н. А. Исследование автокорреляции изображений по масштабированию, вращениям, вращениям и сдвигам // Автометрия.— 1982.— № 1.
16. Mostafavi H., Smith F. W. Image correlation with geometric distortion // IEEE Trans.— 1978.— V. AES-14, N 3.— P. I—II.— P. 487—500.

Поступила в редакцию 18 мая 1984 г.

УДК 531.787 : 535.411

В. П. КУЛЕШ

(Жуковский Московской)

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ ГАЗА

Одним из перспективных приложений лазерной интерферометрии является определение давления газа посредством измерения его плотности. Оно основано на следующих физических принципах [1]:

1) интерферометр измеряет фазовую задержку φ волны света на некотором отрезке l пути в среде с показателем преломления n :

$$\varphi = 2\pi l(n - 1)/\lambda, \quad (1)$$

где λ — длина волны света в вакууме;

Таблица 1

Газ	a , рад·К/м·Па
Воздух	7,799 [5], 7,801 [4], 7,819 *
Азот	7,986 [5], 7,964 [1]
Кислород	7,225 [5]
Углекислый	11,99 [5]
Аргон	7,518 [5]
Водяной пар	6,711 [5]

* См. настоящую работу.

2) показатель преломления газа n связан с плотностью ρ формулой Лоренц — Лоренца:

$$A\rho = W(n^2 - 1)/(n^2 + 2), \quad (2)$$

здесь A — молекулярная рефракция газа, сохраняющая почти постоянное значение в широком диапазоне изменения плотности [2]; W — молекулярный вес газа (для воздуха $W = 28,9644$);

3) плотность ρ реального газа связана с давлением P интерполяционным уравнением Ван-дер-Ваальса [3]:

$$P = RT\rho/W[1 + B(P, T)], \quad (3)$$

где R — универсальная газовая постоянная; $B(P, T)$ — поправка, которая выбирается из условия наилучшего согласия с опытом в заданном диапазоне температур T и давлений P .

При известной длине l отрезка пути света в изучаемом газе и постоянной температуре газа T соотношения (1) — (3) однозначно определяют зависимость результата измерения фазы φ от давления P , которая вследствие нелинейности уравнений (2) и (3) также нелинейна. Проведя оценки для воздуха, азота и других легких газов в диапазоне давлений 0—1000 кПа, получим, что нелинейность зависимости величины $n - 1$ от ρ в уравнении (2) не превышает 0,05%. Следовательно, можно считать, что уравнения (1), (2) определяют линейную зависимость фазы от плотности

$$\varphi = 3\pi A l \rho / \lambda W. \quad (4)$$

Вклад нелинейной поправки $B(P, T)$ в уравнении (3) при тех же условиях и температуре, близкой к нормальной (288 К), достигает 0,5% [4]. Этой величиной будет ограничена погрешность измерения давления до 1000 кПа, если использовать линейную зависимость фазы от давления

$$P = \varphi T / a l, \quad (5)$$

где $a = 3\pi A / RW\lambda$. В табл. 1 приведены значения коэффициента a для некоторых газов, вычисленные для $\lambda = 632,991$ нм с учетом данных из [1, 4, 5], а также полученных экспериментально в настоящей работе.

В основе интерференционного измерителя давления лежит лазерный двухлучевой интерферометр 1—3, в оба плеча которого помещены две оптические кюветы 4 и 5 одинаковой длины l (рис. 1). В кювете 4 опорного плеча находится газ с известным давлением P_0 ,

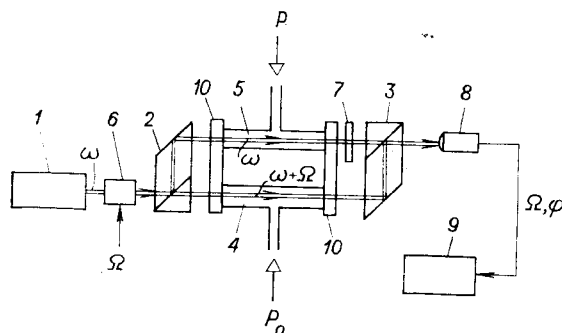


Рис. 1

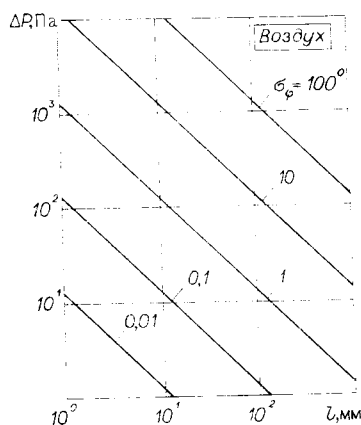


Рис. 2

а в кювету 5 измерительного плеча подается газ с измеряемым давлением P . Для измерения фазы φ интерференции в данной работе использован принцип оптического гетеродинамирования [6]. Для этого на входе интерферометра установлен описанный в [7] электрооптический частотный модулятор 6, настроенный в данном случае на режим двухполосной модуляции, при котором образуются две составляющие излучения с разными оптическими частотами ω и $\omega + \Omega$ и взаимно перпендикулярными поляризациями. Эти компоненты излучения на входе интерферометра разделяются на два пучка, а на выходе вновь совмещаются поляризационными делителями 2 и 3. Полуволновая пластинка 7 служит для совмещения плоскостей поляризации лучей опорного и измерительного плеч. Фотоэлектрический приемник 8 преобразует биение интенсивности интерферирующего света на выходе интерферометра в электрический сигнал с частотой Ω и фазой φ , которая измеряется и преобразуется в цифровой код с помощью электронного фазометра 9. Поскольку фаза периодична, а изменение фазы в экспериментах может превышать период, то для однозначного определения P следует плавно изменять давление газа в кювете 5 измерительного плеча от известного начального значения P_0 до измеряемой величины P и непрерывно измерять приращение фазы $\Delta\varphi$. Тогда на основании (5) можно найти искомое давление по формуле

$$P = P_0 + \Delta\varphi T/al.$$

Чувствительность G интерференционного измерителя в области малых давлений согласно выражению (5)

$$G = d\varphi/dP = al/T. \quad (6)$$

Для воздуха при нормальной температуре на каждый миллиметр длины кюветы

$$G_{l=1 \text{ мм}} = 0,0271 \text{ рад/кПа} = 1,55 \text{ град/кПа}.$$

Предельная разрешающая способность ΔP определяется погрешностью σ измерения фазы φ :

$$\Delta P \approx 2T\sigma/al. \quad (7)$$

Для воздуха при нормальной температуре разрешающая способность оценивается формулой

$$\Delta P \approx 1,3\sigma/l \text{ кПа},$$

в которой σ выражена в градусах, l — в миллиметрах (рис. 2).

Минимальная величина σ при использовании серийных лазерных, оптических и электронных средств составляет единицы градусов. Поэтому при длине l кювет в пределах одного метра разрешающая способность может быть доведена до единиц паскалей.

Один из основных источников погрешностей измерения давления газа с помощью лазерных интерферометров — нестабильность и погрешность измерения температуры T кюветы. При нормальной температуре ее вклад в относительную погрешность составляет 0,3%, если предполагаемая температура отличается от действительной на один градус.

При измерениях больших давлений порядка 10^5 — 10^7 Па могут возрасти ошибки, связанные с поправками на неидеальность газа. Для уменьшения этих ошибок следует при выводе зависимости P от φ учитывать нелинейные члены $B(P, T)$ [4].

Динамические характеристики интерференционного измерителя давления газа определяются термодинамическими процессами, происходящими в кювете при резком изменении давления. Предположим, что в момент времени $t = 0$ газ с начальными параметрами P_0 , ρ_0 , T_0 мгновенно сжимается до давления μP_0 . Процесс сжатия можно считать адиабатическим, поэтому в первый момент после сжатия плотность ρ_1 и тем-

Таблица 2

μ	y_1	$\tau, \text{с}$	$t, \text{с}$		μ	y_1	$\tau, \text{с}$	$t, \text{с}$	
			$\Delta=$	$\Delta=$				$\Delta=$	$\Delta=$
			$=10^{-3}$	$=10^{-4}$				$=10^{-3}$	$=10^{-4}$
1	1	0,01	0,1	0,1	20	0,395	0,24	1,7	2
2	0,644	0,02	0,2	0,2	50	0,313	0,59	4,5	6
5	0,539	0,06	0,4	0,5	100	0,261	1,19	9,4	12
10	0,464	0,12	0,8	1	200	0,216	2,37	19	25

пература T_1 соответственно равны

$$\rho_1 = \mu^{1/\kappa} \rho_0; \quad T_1 = \mu^{1-1/\kappa} T_0, \quad (8)$$

где $\kappa = c_p/c_v$ — отношение удельных теплоемкостей газа при постоянном давлении и объеме (для воздуха $\kappa = 1,4$). В последующее время $t > 0$ газ в кювете охлаждается при постоянном давлении до температуры T_0 , а его плотность $\rho(t)$ возрастает до величины $\rho_\infty = \mu \rho_0$.

Отклик системы можно с учетом пропорциональности (4) показаний системы φ и плотности газа ρ определить отношением

$$y(t) = [\rho(t) - \rho_0] / (\rho_\infty - \rho_0).$$

Для нахождения зависимости $y(t)$ следует решить краевую задачу об остывании газа в цилиндрическом объеме с постоянной температурой стенок. Так как плотность $\rho(t) = \mu \rho_0 T_0 / T$ и коэффициент теплопроводности $k = k_0 \sqrt{T/T_0}$ являются функциями температуры, аналитического решения эта задача не имеет [8]. В предположении параболического профиля температуры в сечении кюветы можно получить приближенное решение для зависимости температуры от времени

$$T = T_0 (1 + \alpha \exp \{-t/\tau\})$$

с характерным временем

$$\tau = \mu r_0^2 c_p \rho_0 / 4 k_0,$$

где r_0 — радиус кюветы; k_0 — коэффициент теплопроводности газа при температуре T_0 ; $\alpha = \mu^{1-1/\kappa} - 1$. С учетом выражения (8) и изобары $\rho(t) T = \rho_1 T_1$ получаем

$$y(t) = [\mu / (1 + \alpha \exp \{-t/\tau\}) - 1] / (\mu - 1). \quad (9)$$

Таким образом, в момент $t = 0$ отклик системы представляет мгновенную реакцию до уровня

$$y_1 = (\mu^{1/\kappa} - 1) / (\mu - 1).$$

При $t > 0$ происходит нарастание сигнала $y(t)$ до установившегося уровня, равного 1, по закону (9), близкому к экспоненциальному с характерным временем τ (рис. 3).

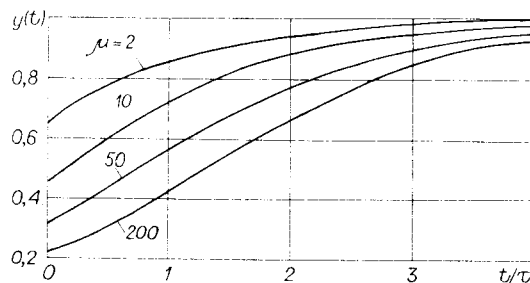


Рис. 3

Значения мгновенного отклика системы y_1 и характерного времени τ для воздуха при различной степени сжатия μ представлены в табл. 2. Там же приведены значения времени t , в течение которого отклик системы достигает уровня, отличающегося от единицы на заданную величину Δ .

Дифференцируя отклик (9) по времени, найдем им-

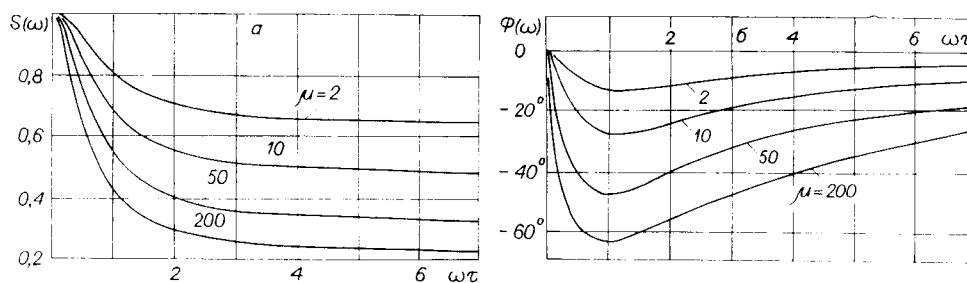


Рис. 4

пульсную переходную функцию, фурье-образ которой представляет собой передаточную функцию системы. Модуль $S(\omega)$ и аргумент $\Phi(\omega)$ передаточной функции являются соответственно амплитудно-частотной и фазочастотной характеристиками системы [9]. На рис. 4, а, б приведены рассчитанные на ЭВМ амплитудно-частотные $S(\omega)$ и фазочастотные $\Phi(\omega)$ характеристики интерференционного измерителя без учета инерционных характеристик пневмотрассы и электронного тракта. Из графиков видно, что рассмотренная система линейна лишь в области низких частот $\omega \ll 1/\tau$. В этом случае процесс в кювете является изотермическим и связь показаний лазерного интерференционного измерителя с измеряемым давлением определяется выражением (5). При $\omega \gg 1/\tau$ чувствительность интерференционного измерителя меньше и согласно (6) равна примерно $y_1 G$.

При охлаждении газа, нагретого в кювете вследствие адиабатического сжатия, тепло, выделившееся в стенках кюветы, имеющих ограниченную массу, может способствовать изменению их температуры ΔT . В соответствии с выражением (5) это приведет к нежелательному изменению показаний интерференционного измерителя давления. На рис. 5 представлены графики расчетной зависимости ΔT от степени сжатия μ при различных отношениях площади кюветы к площади стенок $\pi r_0^2/F$. Из этих графиков следует, что даже при больших значениях μ выбором сечения стенок кюветы можно свести ΔT до пренебрежимо малой величины без применения активной термостабилизации.

При экспериментальных исследованиях практических возможностей интерференционного измерителя давления газа электрооптический частотный модулятор осуществлял смещение частоты света в опорном плече интерферометра на 500 кГц. Измерение фазы электрического сигнала на этой частоте производилось с помощью серийного фазометра Ф2-16 и реверсивного счетчика числа циклов изменения фазы. Интерферометр построен на базе двух одинаковых двулучепреломляющих призм 2 и 3, изготовленных из исландского шпата (см. рис. 1). В обоих плечах интерферометра помещались одинаковые кюветы 4 и 5, представляющие собой параллельные цилиндрические каналы, каждый диаметром 1,5 мм, просверленные в плоской металлической пластине и закрытые с торцов плоскопараллельными стеклянными пластинами 10. Геометрическая длина l пути света в каждой кювете равнялась 24,028 мм. Измерения температуры кюветы осуществлялись ртутным термометром с ценой деления 0,1°C. Кювета 4 была соединена с атмосферой, а в кювету 5 подавался воздух с избыточным давлением, изменяющимся в диапазоне 0—425 кПа. Величина избыточного

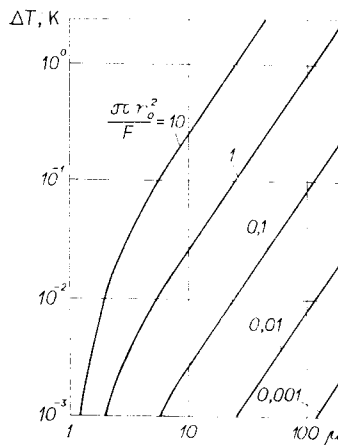


Рис. 5

давления измерялась с помощью серийного преобразователя давления типа ИПДЦ и цифрового вольтметра. Относительная погрешность преобразователя давления составляла 0,06%.

Среднеквадратичное отклонение σ результатов измерения фазы с помощью фазоизмерительной аппаратуры в этих исследованиях не превышало 2° , вследствие чего разрешающая способность интерференционного измерителя давления согласно выражению (7) равнялась 0,11 кПа. Полоса частот фазоизмерительной аппаратуры (± 80 кГц) практически не ограничивала быстродействия интерференционного измерителя давления. Резкий спад давления от 400 кПа до нуля, осуществлявшийся путем принудительного обрыва пневмотрассы непосредственно у самой кюветы 5, не приводил к сбоям измерения фазы.

Результаты серии одновременных измерений с помощью преобразователя давления ИПДЦ и интерференционного измерителя давлений в 52 точках в диапазоне избыточного давления 50—425 кПа при температуре кюветы $T = 297,8$ К аппроксимировались линейной функцией. По тангенсу угла наклона полученной прямой к оси давлений P была определена средняя чувствительность прибора G , равная 0,6309 рад/кПа в указанном диапазоне давлений. Из этого результата по формуле (6) вычислено значение коэффициента $a = 7,819$ рад \cdot К/м \cdot Па (см. табл. 1). При повторных испытаниях среднеквадратичное отклонение чувствительности G и коэффициента a не превышало 0,08%. Относительное среднеквадратичное отклонение результатов отдельных измерений от найденной линейной зависимости составляло 0,078%.

Из табл. 1 видно, что экспериментальная величина коэффициента a , усредненная для диапазона полного давления $1-5 \cdot 10^5$ Па, на 0,24% отличается от значений, полученных при нормальном давлении 1 атм. Если предположить, что нелинейные члены $B(P, T)$ в уравнении (3) для воздуха и азота близки по величине, и воспользоваться результатами исследований азота в [1], то можно внести в определенное выше значение a поправку, учитывающую нелинейность зависимости P от φ , откуда получим совпадение значений a с погрешностью 0,04%, лежащей в пределах погрешности измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Achtermann Y.-H., Rögner H. Ein neues Gerät zur kontinuierlichen Druckmessung — Das Druckmeßinterferometer // Technisches Messen.— 1982.— Bd 49.— N. 3.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.— М.: Наука, 1976.
4. Кей Дж., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных.— М.: ГИФМЛ, 1962.
5. Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче.— М.: Мир, 1973.
6. Кулеш В. П., Орлов А. А. Применение оптического гетеродинамирования в интерферометрических исследованиях потоков // ОМП.— 1973.— № 1.
7. Кулеш В. П. и др. Оптический частотный модулятор ЛДИСа // Труды ЦАГИ.— 1976.— Вып. 1750.
8. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики.— М.: Наука, 1977.
9. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Кн. 1.— М.: Сов. радио, 1969.

Поступила в редакцию 20 февраля 1984 г.