

для области подготовки наложение полей вызывает уменьшение интенсивности сигнала ЭПР от радикалов  $\text{HO}_2$  и  $\text{RO}_2$  за счет уменьшения вклада формы от радикалов  $\text{HO}_2$ . Как объяснить обнаруженный эффект воздействия электрического поля на активные центры? Предполагается существование по крайней мере двух механизмов влияния внешнего электрического поля на пламя, конкурирующих между собой. Один из них связан со сдвигом во внешнем поле скоростей реакций образования и расходования радикалов  $\text{HO}_2$  и  $\text{RO}_2$ , представляющих собой дипольные частицы. Как показано в [7], величина сдвига будет зависеть от напряженности внешнего поля и температуры газа. Другой механизм может проявляться в изменении поступательной энергии заряженных частиц (ионов и электронов), а значит — в изменении скорости ион-молекулярных реакций с участием активных центров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Фиалков, В. К. Муравлев, Б. С. Фиалков. ФГВ, 1981, 17, 2, 152.
2. Б. С. Фиалков, И. Д. Щербаков, В. И. Ботова и др. — В кн.: Исследование процессов неустойчивого горения. Чебоксары, 1984.
3. В. И. Ботова, Б. С. Фиалков. ЖФХ, 1983, 57, 7, 1800.
4. Б. С. Фиалков И. Д. Щербаков, В. И. Ботова и др. Кипетика и катализ, 1984, 25, 5, 1249.
5. В. И. Ботова, Б. С. Фиалков. ЖФХ, 1982, 56, 7, 1791.
6. А. Б. Фиалков, Б. С. Фиалков. ФГВ, 1985, 21, 3, 32.
7. Б. Л. Тиман. ЖФХ, 31, 9, 1243.

*Поступила в редакцию 30/IV 1986,  
после доработки — 22/IX 1986*

### АВТОРЕГРЕССИОННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕКРЕМЕНТА И ЧАСТОТЫ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ГАЗА В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ

*В. А. Кармалита, В. И. Фурлетов  
(Москва)*

Оценки логарифмического декремента находят применение при контроле и диагностике устойчивости процесса горения в камерах с мягким самовозбуждением колебаний газа, при установлении влияния на устойчивость процесса горения в камере ее конструктивных и режимных параметров. Величину декремента можно определить внесением в камеру сгорания искусственных возмущений давления газа или по малым случайным колебаниям давления («естественным шумам»), сопровождающим работу камеры в нормальных условиях.

Среди статистических методов определения декремента по шумам наибольшее применение получили спектральный и корреляционный [1, 2]. Однако их реализация на ЭВМ предъявляет повышенные требования к характеристикам средств обработки сигналов, например с датчиков колебаний давления. Предлагаемый в статье подход к определению декремента опирается на теорию линейных параметрических моделей временных рядов [3, 4]. Использование линейной модели существенно упростило процедуру оценивания декремента и одновременно частоты колебаний, позволило получить аналитическую оценку их погрешности и указать правила достижения требуемой точности. Одной из основных трудностей на пути применения указанной модели к задаче определения декремента «линейных узкополосных шумов» [5] было установление связи между параметрами физической и стохастической моделей колебаний газа в камере сгорания.

### Физическая модель колебаний газа в камере сгорания

В камерах сгорания часто наблюдается независимое возбуждение одной или нескольких мод колебаний. Рассмотрим устойчивость процесса горения по отношению к колебаниям какой-то одной моды. Переход от устойчивого режима горения к неустойчивому может быть описан следующей системой уравнений [6]:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{\rho} \operatorname{div} \vec{v}' = 0, \quad \frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} + \frac{1}{\bar{\rho}} \operatorname{grad} p' = -2\beta \vec{v}',$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \kappa \bar{p} \operatorname{div} \vec{v}' = F',$$

где  $\rho'$ ,  $\vec{v}'$ ,  $p'$  — отклонения значений плотности, скорости и давления газа от соответствующих стационарных значений  $\bar{\rho}$ ,  $\vec{v}'$ ,  $\bar{p}$ ;  $\kappa$  — отношение удельных теплоемкостей при постоянных давлении и объеме;  $F'$  — колебательная составляющая скорости тепловыделения. Выписанные уравнения получены линеаризацией уравнений неразрывности, движения и энергии. При этом пренебрегалось скоростью среднего движения, градиентами стационарных значений  $\rho$  и  $p$ , а также влиянием вязкости, теплопроводности и диффузии. В правую часть уравнения движения, однако, введена эффективная сила трения  $2\beta \vec{v}'$ , учитывающая все виды потерь звуковой энергии [7]. Коэффициент трения  $\beta$  считается постоянной величиной.

Данная система может быть сведена к одному волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + 2\beta \frac{\partial p'}{\partial t} - c^2 \Delta p' = \frac{\partial F'}{\partial t} + 2\beta F'$$

( $c$  — скорость звука,  $c^2 = \kappa p / \rho$ ). Предполагается, что  $F'$  можно представить в виде двух слагаемых:

$$F' = F'_S(p', \vec{r}) + F'_\varepsilon(t, \vec{r}),$$

причем первое описывает влияние звуковых колебаний давления на скорость тепловыделения, а второе — воздействие случайных пульсаций газа на скорость тепловыделения;  $F'_\varepsilon(t, \vec{r})$  — случайная функция времени. Величина  $\beta$  предполагается малой по сравнению с частотой колебаний давления, поэтому членом  $2\beta F'$  можно пренебречь по сравнению с  $\partial F' / \partial t$  и перейти к уравнению

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + 2\beta_1 \frac{\partial p'}{\partial t} - c^2 \Delta p' = \frac{\partial F'_\varepsilon}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь  $\beta_1 = \beta - \frac{1}{2} \partial F'_S(p', \vec{r}) / \partial p'$ ;  $\beta_1 \ll \omega$ ;  $\omega = 2\pi f$ ;  $f$  — частота колебаний.

Считаем  $F'_S = n(\vec{r}) \cdot p'(\vec{r}, t)$ . Показатель взаимодействия  $n(\vec{r})$  определяет отклик процесса горения на возмущения давления и имеет тот же порядок величины, что и  $\beta$ ; при сделанных предположениях о малости возбуждающих и диссипативных сил упругость газа играет существенную роль, и он совершает почти гармонические колебания.

Для системы, в которой совершаются колебания одной моды, приближенное решение волнового уравнения можно получить с помощью следующего приема [8]. Решение ищется в виде

$$p'(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}) \cdot X(t), \quad (2)$$

где  $X(t)$  — функция времени, подлежащая определению, выражает зависимость амплитуды давления от времени и определяет частоту колебаний;  $\Psi(\vec{r})$  — вещественная функция координат для аналогичного част-

ного решения  $p' = \Psi(\vec{r}) \cdot e^{i\omega_0 t}$  однородного волнового уравнения с граничными условиями, соответствующими жестким стенкам.

Изменение амплитуды колебаний давления по времени описывается обыкновенным дифференциальным уравнением относительно  $X(t)$ . Для вывода этого уравнения подставим выражение (2) в (1), умножим полученное равенство на функцию  $\Psi(\vec{r})$  и проинтегрируем по всему объему камеры. В результате получим уравнение с вещественными коэффициентами:

$$\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} + 2\delta \frac{\partial X}{\partial t} + \omega_0^2 X = \varepsilon(t); \quad (3)$$

$$\delta = \frac{1}{T} \int \beta_1(\vec{r}) \Psi^2(\vec{r}) dV, \quad \beta_1 = \beta - [n(\vec{r})/2],$$

$$\varepsilon = \frac{1}{T} \int \frac{\partial p'}{\partial t} \Psi(\vec{r}) dV, \quad I = \int \Psi^2(\vec{r}) dV,$$

$$\omega_0^2 = \frac{c^2}{T} \int \Psi(\vec{r}) \Delta \Psi(\vec{r}) dV, \quad \omega_0^2 = 2\pi f_0.$$

Предполагается, что случайная функция времени  $\varepsilon(t)$  — стационарный нормальный дельта-коррелированный процесс («белый шум»). Сделанное предположение справедливо для турбулентного горения, поскольку его собственный спектр шума значительно более широкополосный, чем спектр колебаний давления газа в камере.

Полученное уравнение описывает отклик одиночного колебательного контура с сосредоточенными параметрами на входной широкополосный шум. Поэтому физические понятия, развитые для описания таких систем в теории линейных колебаний, могут быть непосредственно перенесены на камеру сгорания как колебательную систему. В частности, это относится к понятию (логарифмического) декремента. Декремент  $d$  и коэффициент затухания  $\delta$  связаны соотношением  $d = \delta/f_0$ ,  $f_0$  — собственная частота колебаний газа.

При сделанных предположениях о  $\varepsilon(t)$  (пассивная система), ковариационная функция для стационарного процесса  $X(t)$ , описываемого уравнением (3), имеет вид [9]

$$R(\tau) = \sigma^2 e^{-\delta|\tau|} \left( \cos \omega_\delta \tau + \frac{\delta}{\omega_\delta} \sin \omega_\delta |\tau| \right) = \frac{\sigma^2 e^{-\delta|\tau|} \sin(\omega_\delta |\tau| + \psi)}{\sin \psi}, \quad (4)$$

где  $\sigma^2$  — дисперсия шума  $\varepsilon(t)$ ;  $\omega_\delta = (\omega_0^2 - \delta^2)^{1/2}$  — собственная частота с учетом затухания;  $\text{ctg } \psi = \delta/\omega_\delta$ . При  $d \leq 0,2$  влияние затухания на собственную частоту пренебрежимо мало,  $\omega_\delta \approx \omega_0$  и

$$R(\tau) \approx \sigma^2 e^{-\delta|\tau|} \cos \omega_0 \tau. \quad (5)$$

Колебания давления газа, обладающие такой ковариационной функцией, можно представить в виде узкополосного случайного процесса

$$X(t) = A(t) \cos[\omega_0 t - \varphi(t)]$$

с медленно изменяющимися по сравнению с  $\cos \omega_0 t$  функциями  $A(t)$  и  $\varphi(t)$ . Декремент и частота колебаний в этом случае могут быть определены с помощью (5). Например, период колебаний находится по временному интервалу между двумя последовательными максимальными (минимальными) значениями  $R(\tau)$ , а декремент — по их отношению.

Предлагаемый метод также относится к группе корреляционных методов. Однако он отличается от них тем, что сначала находятся два промежуточных параметра как решения системы линейных уравнений, коэффициентами которых являются значения ковариационной функции (4). А уже затем по этим параметрам с помощью простых аналитических выражений вычисляются значения декремента и частоты.

В случае нескольких мод амплитуда колебаний давления рассматриваемой моды зависит (при учете нелинейных эффектов) от амплитуды колебаний других мод и вместо одного уравнения (3) требуется решить систему из нескольких обыкновенных дифференциальных уравнений. В настоящей работе исследуется устойчивость системы по отношению к колебаниям какой-то одной моды, колебания остальных мод при этом рассматриваются как посторонний шум.

### Авторегрессионная модель случайных колебаний

В теории временных рядов [3] для дискретной аппроксимации почти гармонических процессов часто используют модель авторегрессии второго порядка АР(2), называемую также рядом Юла:

$$X_i = a_1 X_{i-1} + a_2 X_{i-2} + \varepsilon_i,$$

где  $X_{i-2}$ ,  $X_{i-1}$ ,  $X_i$  — значения процесса (значения колебательных составляющих давления, скорости газа и т. п.) в моменты времени  $t_i - 2\Delta t$ ,  $t_i - \Delta t$ ,  $t_i$ ;  $\Delta t$  — шаг дискретизации процесса;  $\varepsilon_i$  — дискретный белый шум.

В области параметров  $0 \leq a_1 \leq 2$ ,  $-1 \leq a_2 \leq -(a_1/2)^2$  корреляционная функция ряда Юла [4]

$$\rho_i = \frac{(-a_2)^{i/2} \sin(\theta i + \varphi)}{\sin \varphi}. \quad (6)$$

Отсюда видно, что ряд Юла моделирует почти гармонические колебания с параметром затухания  $(-a_2)^{i/2}$ , частотой  $\theta$  и фазой  $\varphi$ . Две последние величины выражаются через параметры модели следующим образом [4]:

$$\cos \theta = \frac{a_1}{2 \sqrt{-a_2}}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{1 - a_2}{1 + a_2} \operatorname{tg} \theta. \quad (7)$$

Связь  $d$  и  $\omega_0$  с параметрами модели АР(2)  $a_1$  и  $a_2$  установим, приравняв значения корреляционных функций при одинаковых сдвигах по времени:

$$\rho(\tau) |_{\tau_i = \Delta t \cdot i} = \rho_i. \quad (8)$$

Равенство (8) — условие статистической эквивалентности дискретной выборки из случайных колебаний  $X(t)$  и ряда АР(2). Подстановка в (8) выражений (4) и (6) приводит к соотношениям

$$\omega_0 \cdot \Delta t = \theta, \quad e^{-d \cdot \Delta t} = (-a_2)^{1/2}, \quad \psi = \varphi.$$

Учитывая (7), получим искомую связь параметров авторегрессионной модели с параметрами колебаний

$$\omega_0 \approx \omega_0 = \frac{1}{\Delta t} \arccos \frac{a_1}{2 \sqrt{-a_2}}, \quad d = -\frac{\pi}{\omega_0 \cdot \Delta t} \ln(-a_2). \quad (9)$$

### Оценка декремента и частоты колебаний

Определять параметры  $a_1$  и  $a_2$  целесообразно по методу максимального правдоподобия на основе уравнения связи между ковариациями  $R_i$  ряда Юла

$$R_i = a_1 R_{i-1} + a_2 R_{i-2} \quad (10)$$

( $R_i = \sigma^2 \rho_i$ ). Для этого составляется переопределенная система (10); ее решение по методу наименьших квадратов приводит к матричному уравнению

$$BA = P, \quad (11)$$

где  $B = \{b_{ij}\}$ ;  $P = \{p_{ij}\}$ ;  $A = \{a_j\}$ ;  $b_{ij} = \sum_{r=k+3}^{k+l} R_{r-i} R_{r-j}$ ;  $i, j = 1, 2$ .

Соображения о выборе величины задержки  $k$  и числа ковариаций  $l$ , используемых для определения  $a_1$  и  $a_2$ , приведены ниже.

Если в качестве  $R_r$  использовать оценки максимального правдоподобия

$$R_r = \frac{1}{N-r} \sum_{m=1}^{N-r} X_m X_{m+r},$$

вычисляемые по дискретной реализации  $X_i$  ( $i = 1, N$ ), то вследствие принципа инвариантности оценок максимального правдоподобия [10] оценки  $a_1$  и  $a_2$  также будут оценками максимального правдоподобия. Решение матричного уравнения (11), составленного по экспериментальным данным, имеет вид

$$a_1 = \frac{b_{01}b_{22} - b_{02}b_{12}}{b_{11}b_{22} - b_{12}^2}, \quad a_2 = \frac{b_{11}b_{02} - b_{01}b_{21}}{b_{11}b_{22} - b_{12}^2}.$$

Малые погрешности в определении  $R_r$  не приводят к большим ошибкам в значениях  $a_1$  и  $a_2$  при условии хорошей обусловленности матрицы  $B$ . Проведенные исследования показали, что это условие выполняется при некотором оптимальном дискретном представлении непрерывной реализации, а именно — при частоте дискретизации, в 4 раза большей периода колебаний. Для оптимального дискретного представления из формул Бартлетта [1] получены выражения для среднеквадратичных отклонений оценок декремента и частоты:

$$\frac{\sigma_d}{d} \leq \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{N_T d}}, \quad \frac{\sigma_\omega}{\omega_0} \leq 0,1 \sqrt{\frac{d}{N_T}}. \quad (12)$$

Здесь  $N_T$  — длина реализации в периодах колебания. При  $N_T \geq 500$  погрешность оценок значений декремента в диапазоне 0,01—0,4 не превышает 50%, а оценок частоты колебания — 0,3%.

В цифровых устройствах числа представляются приближенно. Наличие погрешности, называемой шумом квантования, ведет к смещению оценок параметров  $a_1$  и  $a_2$  и к завышению оценок декремента. Однако при представлении значений амплитуды колебаний 8-битовым двоичным словом влияние эффекта квантования становится незначительным.

Число ковариаций  $l$  ( $l \geq 3$ ), используемых для оценивания параметров  $a_1$  и  $a_2$  при оптимальной дискретизации, практически не влияет на указанные статистические точности оценок декремента и частоты колебаний. Однако выбор числа  $l$ , вообще говоря, не является произвольным. Ограничение сверху появляется в связи с полосовой фильтрацией колебаний. Она необходима для выделения случайных колебаний в окрестности исследуемой собственной частоты. Для этой цели удобны цифровые КИХ-фильтры, имеющие конечную длину импульсной характеристики [3]. Такие фильтры оказывают влияние на ковариационную функцию процесса только до задержки  $q \cdot \Delta t$ . Например, амплитудно-частотная характеристика примененного в работе фильтра представлена на рис. 1. Величины  $f_0$  и  $f_{\text{кв}}$  на рис. 1 означают центральную частоту и частоту дискретизации. Фильтр имеет длину импульсной характеристики  $q = 128$ . Ковариационная функция процесса на выходе такого фильтра строго соответствует этой функции на его выходе, начиная со 129-го отсчета. При таких больших задержках достоверные оценки  $R_i$  можно получить лишь для значений декремента  $d < 0,04$ . Для  $d > 0,04$  при задержках, больших 128, ковариации сильно затухают, и их оценки начинают осциллировать. В частности, при  $d = 0,2$  ковариации имеют значения  $R_i/R_0 > 0,05$  лишь до 60-го отсчета.

Для расширения диапазона оцениваемых значений декремента приходится использовать ковариации с небольшими задержками ( $i < 60$  отсчетов). Это приводит к дополнительному смещению оценок декремента. Однако влияние фильтра при  $d < 0,2$  незначимо, начиная с 20-го

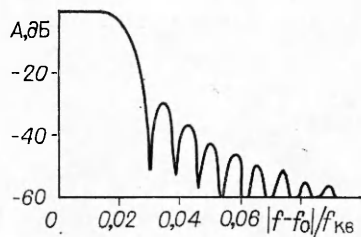


Рис. 1. Амплитудно-частотная характеристика полосового фильтра.

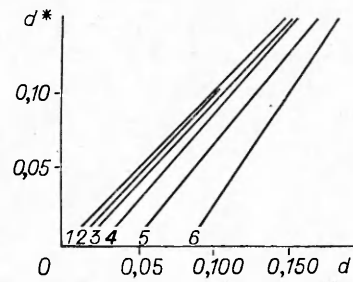


Рис. 2. Результаты градуировки процедуры обработки при  $\sigma_e/\sigma_x$ :  
1 — 0, 2 — 0,063, 3 — 0,125, 4 — 0,25, 5 — 0,5, 6 — 1,0.

отсчета: относительная погрешность  $\sigma_R/R_0$  с этого момента не превышает 0,1% и оказывается пренебрежимо малой по сравнению со статистической погрешностью.

В случае, когда исходный сигнал содержит широкополосный шум, к отфильтрованному информативному сигналу добавляется сигнал, формируемый из шума. Чем уже фильтр, тем меньше интенсивность шума на выходе, меньше его влияние на величину ковариаций и, следовательно, оценок  $d$  и  $\omega_0$ . Однако сужать полосу пропускания фильтра можно до определенного предела, зависящего от диапазона значений декремента. А именно, фильтр с шириной полосы пропускания по уровню половинной энергии  $\Delta f$  и центральной частотой  $f_0$  пропускает без искажения сигналы, соответствующие декрементам  $d < \pi \Delta f / f_0$ . В частности, для фильтра, приведенного на рис. 1,  $d < 0,37$ .

Величина смещения оценок декремента однозначно определяется отношением шум/сигнал (т. е.  $\sigma_e/\sigma_x$ ) в полосе пропускания фильтра. На рис. 2 представлен результат численного эксперимента, позволяющий связать истинные значения декремента  $d^*$  с оценками  $d$  при разных отношениях шум/сигнал. Оценивание выполнялось по 40 ковариациям (начальная задержка  $k = 20$ ) процесса AP(2) и белого шума аддитивной смеси, пропущенной через указанный полосовой фильтр. Видно, что влияние шума при данном алгоритме обработки незначимо при  $\sigma_x/\sigma_e \geq 16$ . При меньших отношениях сигнал/шум для устранения смещения в оценках декремента необходимо воспользоваться данными, приведенными на рис. 2. Смена фильтра требует новой градуировки алгоритма обработки, которая проводится аналогично описанной выше.

#### Апробация метода

Для формирования случайных колебаний, соответствующих различным значениям декремента, использованы два активных колебательных контура с собственными частотами  $f_{01} = 2333$  Гц и  $f_{02} = 4856$  Гц. Они состояли из пассивных RLC-контуров, входных и выходных усилителей с обратной связью. Декремент колебаний этих поверочных контуров определялся по ширине резонансной кривой (при воздействии на них гармонических колебаний) с точностью до третьего знака после запятой. Значения декремента колебаний изменялись с помощью сопротивления в цепи обратной связи в диапазоне 0,01—0,25. На входные усилители контуров подавались широкополосные случайные сигналы от генератора шума Г2-37. Выходной сигнал (напряжение на конденсаторе) регистрировался в аналоговом виде на измерительный магнитофон, а затем обрабатывался на системе ввода и обработки данных, созданных на базе ЭВМ ЕС-1010. Применяемый в системе АЦП имел пренебрежимо малые погрешности квантования ( $\pm 2048$  уровней квантования в диапазоне  $\pm 1$  В). Частота дискретизации была близка к оптимальной ( $f_{01} = f_{01}/f_{кв} = 0,28$  и  $f_{02} = 0,29$ , оптимальное значение равно 0,25).

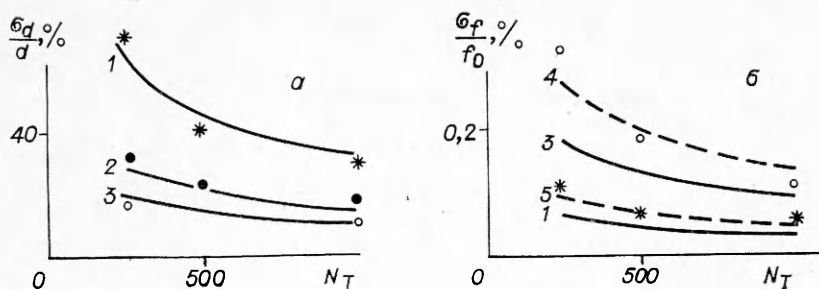


Рис. 3. Сопоставление теоретических (1—3) и экспериментальных (4, 5) погрешностей оценок декремента (а) и частоты колебаний (б).  
 d: 1 — 0,01, 2 — 0,05, 3, 4 — 0,1, 5 — 0,01; ●, \* — 4856 Гц; ○ — 2334 Гц.

Процедура обработки включала цифровую фильтрацию, определение 40 ковариаций процесса, начиная с задержки  $k=21$ , и собственно оценивание  $d$  и  $f_0$ . Для каждого значения декремента из ряда 0,01; 0,015; 0,05; 0,1 обрабатывалось 16 реализаций колебаний. При этом длина реализаций  $N_T=250; 500; 1000$ . По полученным оценкам  $d$  и  $f_0$  вычислялись относительные значения среднеквадратичного отклонения оценок декремента и частоты от их истинных значений. Результаты исследования представлены на рис. 3. Сплошные линии соответствуют аналитическим выражениям (12). Экспериментальные оценки  $\sigma_d$  близки к теоретическим, оценки же  $\sigma_f$  примерно в 1,5 раза выше. Это объясняется недостаточной точностью вычисления функции аггосос в (9), которая обеспечивает не более четырех значащих цифр.

Анализ распределений оценок  $d$  и  $f_0$  позволил получить выражения для их доверительного интервала (при  $P=0,95$ ):

$$\Delta_d \sim 2\sqrt{d/N_T}, \quad \Delta_f \approx 0,3\sqrt{d/N_T f_0}.$$

Проверке работоспособности метода в экспериментах с камерами сгорания посвящена следующая статья. В таких экспериментах полезный сигнал сопровождается широкополосным аддитивным шумом. В настоящей работе для оценки влияния шума выходной сигнал с перестраиваемого проверочного колебательного контура суммировался с широкополосным посторонним шумом от дополнительного генератора Г2-37 ( $10 \leq f_e \leq 8250$  Гц). Как и ожидалось, влияние шума при  $\sigma_x/\sigma_e \geq 16$  и выбранных параметрах обработки суммарного сигнала на оценки декремента и частоты оказалось пренебрежимо малым.

### Выводы

Разработан новый метод определения декремента и частоты собственных колебаний газа по внутрикамерным шумам на режимах устойчивого горения.

Проанализированы точности оценок декремента и частоты колебаний, получаемых данным методом, и определены правила обработки реализаций случайных колебаний газа, обеспечивающие требуемую точность оценок декремента в диапазоне 0,01—0,4.

Предложенный подход к построению алгоритма обработки опытных данных сводит задачу к линейной и позволяет применить для ее решения мини- и микроЭВМ.

Метод обладает малой чувствительностью к присутствию в регистрируемом сигнале аддитивного шума и обеспечивает требуемую точность при определении малых значений декремента. При выборе фильтра, обеспечивающего превышение сигнала над шумом в 16 и более раз, применение метода не нуждается в использовании имитаторов для калибровки. Предложенный метод можно использовать во всех областях техники, где механизм формирования анализируемых процессов может быть пред-

ставлен как отклик линейной колебательной системы на широкополосное случайное воздействие.

Авторы благодарят Ю. С. Мнацаканяна за помощь в работе, создание поверочных контуров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Белый, И. Ф. Котиков, А. П. Рябцев и др. ФГВ, 1985, 21, 2.
2. F. G. Buffum, G. L. Dehority, R. O. Slates et al. AIAA J., 1967, 5, 2.
3. М. Кейдалл, А. Стьюарт. Многомерный статистический анализ и временные ряды. М.: Наука, 1976.
4. Д. Бокс, Г. Дженкинс. Анализ временных рядов. Прогноз и управление. Вып. 1. М.: Мир, 1974.
5. В. В. Белый, А. П. Рябцев, В. В. Соловьев и др. ФГВ, 1985, 21, 1.
6. К. И. Артамонов. Термогидроакустическая устойчивость. М.: Машиностроение, 1982.
7. U. Ingard, V. K. Singhal. J. Acoust. Soc. Amer., 1974, 55, 3.
8. П. С. Ланда. Автоколебания в распределенных системах. М.: Наука, 1983.
9. В. И. Тихонов. Статистическая радиотехника. М.: Советское радио, 1966.
10. Ш. Закс. Теория статистических выводов. М.: Мир, 1975.

Поступила в редакцию 12/VI 1986,  
после доработки — 27/XI 1986

### СПЕКЛ-ФОТОГРАФИЯ ГРАДИЕНТОВ ПЛОТНОСТИ В СВОБОДНОМ ПЛАМЕНИ

Г. Н. Блинков, Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин

(Минск)

Для получения данных о градиентах плотности в газовых потоках обычно используются схемы Теплера или сдвиговые интерферометры [1, 2]. При этом интерферометрические измерения требуют дорогостоящей оптики высокого качества, а измерения с использованием схемы Теплера носят качественный характер. Новой перспективной техникой получения количественной информации о величине градиента плотности в газовых потоках является лазерный шпирен-метод (см., например, [3]). Однако этот метод обеспечивает получение информации не по всему полю течения одновременно, а только в одной его точке.

В работах [4—10] показано, что более простая техника, основанная на фотографии спекл-полей, образованных при освещении матовой пластинки лазерным излучением, может давать количественную информацию о градиентах плотности в различных газодинамических течениях. Эта техника оказывается эффективной не только для ламинарных [4—7], но и для турбулентных потоков [8—10] и может успешно использоваться при изучении процессов горения. Техника спекл-фотографии весьма схожа с гальбот-интерферометрией [11], однако превосходит ее по точности, чувствительности и пространственному разрешению.

В настоящей работе демонстрируется возможность одновременного определения методами спекл-фотографии градиентов плотности в свободногорящем пламени при различных направлениях наблюдения. Данные таких одновременных измерений параметров газового потока по различным направлениям наблюдения необходимы для последующего определения локальных газодинамических параметров методами вычислительной томографии [12].

#### Техника спекл-фотографии

При распространении когерентного излучения через диффузно рассеивающий объект или отражении излучения от диффузного отражателя (любая неполированная поверхность) вследствие трехмерной интерференции рассеянное излучение приобретает зернистый характер [13—15].