

# О возможности высокочастотной модуляции лазерного излучения с использованием деформируемого зеркала

В.В.Кийко, А.Г.Сафронов

*Представлены результаты экспериментальных исследований охлаждаемого деформируемого зеркала с управляемой кривизной отражающей поверхности в частотном диапазоне 0–40 кГц. Использована оригинальная методика измерений амплитудно- и фазочастотных характеристик зеркала. Получены зависимости деформаций его отражающей поверхности от управляющего напряжения на различных фиксированных частотах вблизи резонансов. Установлен нелинейный характер этих зависимостей, обусловленный смещением резонансных частот зеркала с ростом амплитуды управляющего напряжения. Исследованы характеристики зеркала на основном (4.69 кГц) и высокочастотном (37.2 кГц) резонансах: ширина пика, добротность, коэффициент затухания, пиковая чувствительность. Выявлено, что при смещении резонансных частот добротность зеркала и его пиковая чувствительность не зависят от амплитуды управляющего напряжения. На основании полученных результатов выполнены оценки глубины высокочастотной модуляции лазерного излучения при внутрирезонаторном использовании данных зеркал.*

**Ключевые слова:** модуляция лазерного излучения, деформируемые зеркала с управляемой кривизной, резонансные частоты.

## 1. Введение. Внутрирезонаторная импульсно-периодическая модуляция лазерного излучения

Наличие импульсно-периодического режима излучения в лазерах с непрерывной накачкой существенно расширяет их возможности, причем при решении как технологических, так и научных проблем. Например, обрабатывающий комплекс на базе стандартного непрерывного CO<sub>2</sub>-лазера средней мощности (несколько киловатт) за счет импульсно-периодической модуляции выходного излучения и перестройки ее частоты в диапазоне 10–10<sup>3</sup> Гц приобретает новые, технологически значимые возможности. Это расширение сортамента обрабатываемых материалов [1, 2], осуществление новых технологических операций [3], повышение качества и производительности обработки [2] и т. д. В мощных (50–100 кВт) лазерных системах высокочастотный (десятки килогерц) импульсно-периодический режим позволяет реализовать качественно новые эффекты: уменьшить плазменное экранирование при взаимодействии излучения с веществом, снизить тепловую дефокусировку излучения на длинных трассах, повысить эффективность энергоотдачи в широкоапертурных лазерах и т. д. [4, 5].

Одним из способов реализации импульсно-периодических режимов излучения в непрерывном лазере является использование деформируемого зеркала в резонаторе для модуляции добротности последнего. Например,

подобным образом – с помощью одноканального деформируемого зеркала с управляемой кривизной отражающей поверхности – достигнута импульсно-периодическая модуляция излучения на низких (до 400 Гц) частотах в технологических CO<sub>2</sub>-лазерах средней мощности (1–2 кВт) [6]. С использованием мембранного деформируемого зеркала получен импульсно-периодический режим излучения на частоте 250 Гц в технологическом Nd:YAG-лазере малой мощности (200 Вт) [7]. Реализация низкочастотного (НЧ) импульсно-периодического режима излучения лазера однозначно и достоверно определяется способностью деформируемого зеркала гасить генерацию в статическом режиме, откуда прямо следует возможность импульсно-периодической модуляции излучения в частотном диапазоне от нуля до нескольких килогерц. При этом верхняя граница диапазона определяется частотой первого резонанса используемого деформируемого зеркала.

Что касается высокочастотной (ВЧ) модуляции излучения с помощью внутрирезонаторной деформируемой оптики, то подобные эксперименты до сих пор не проводились. Между тем в лазерах средней и особенно высокой (свыше 10 кВт) мощности деформируемое зеркало является чуть ли не единственным устройством, способным выполнять роль оптического затвора, поскольку во всех других модуляторах содержатся проходные элементы. Так что с этой точки зрения деформируемые зеркала довольно интересны, во всяком случае для мощных лазеров.

Очевидно, что для получения и использования таких высокочастотных импульсно-периодических режимов излучения необходимо, как минимум, иметь достоверную информацию о ВЧ свойствах деформируемых зеркал. Причем не только об их амплитудно- и фазочастотных характеристиках (АЧХ и ФЧХ) в исследуемом диапазоне, но и о зависимостях деформаций отражающей по-

**В.В.Кийко.** Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: hkww@iof.ran.gpi.ru  
**А.Г.Сафронов.** Открытое акционерное общество «Композит», Россия, 141070 Королев, Московская обл.; e-mail: Kompozit.Mat@g23.relcom.ru

верхности от управляющего напряжения на отдельных фиксированных частотах, на которых возможна последующая модуляция излучения в лазере. Эта модуляция, естественно, будет более эффективной на резонансной частоте зеркала, поскольку в данном случае амплитуда колебаний его отражающей поверхности, возрастает. Таким образом, первоочередной интерес представляют высокочастотные (десятки килогерц) резонансы деформируемого зеркала: их положение, амплитуда, добротность и другие характеристики.

В настоящей работе исследуются охлаждаемые биморфные зеркала с управляемой кривизной отражающей поверхности в частотном диапазоне 0–40 кГц, детально рассмотренные ранее в работах [8, 9]. Цель данных исследований – определение применимости этих зеркал для импульсно-периодической ВЧ модуляции излучения в лазере. Верхняя граница исследуемого диапазона выбрана исходя из реальных требований к частоте модуляции в газодинамическом CO<sub>2</sub>-лазере мощностью 10–50 кВт с самоинжекцией излучения [5].

## 2. Схема и методика эксперимента

Измерения амплитуды и фазы колебаний отражающей поверхности пьезоэлектрических деформируемых зеркал в зависимости от частоты управляющего напряжения (т. е. АЧХ и ФЧХ) могут быть выполнены различными способами:

- 1) с использованием виброизмерительной аппаратуры, например датчика перемещений [9] или виброметра [10];
- 2) с помощью одного из управляющих пьезоприводов деформируемого зеркала в качестве датчика перемещений его отражающих поверхностей [11];
- 3) на стробоскопическом интерферометре [10, 12].

Первый способ измерений предполагает контакт между поверхностью зеркала и датчиком и, следовательно, является нежелательным в случае высокоотражающей оптики. Второй способ в данном случае также неприемлем, поскольку деформируемое зеркало имеет единственный управляющий элемент. Что касается стробоскопической интерферометрии, то мы не использовали ее по той причине, что обработка большого количества интерферограмм, получаемых в результате измерений, является довольно длительным и трудоемким процессом.

В наших экспериментах была использована хорошо известная зависимость сигнала фотоприемника, расположенного в интерферометре, от смещения зеркала в одном из его плеч [13]. Схема установки для исследования частотных свойств деформируемого зеркала с управляемой кривизной отражающей поверхности показана на рис. 1. Ее оптическая часть представляет собой интерферометр Майкельсона, в одном плече которого находится плоское опорное зеркало 6, а в другом – деформируемое зеркало 7. Исходный лазерный пучок диаметром 15 мм формируется оптическими элементами 2–4. В результате его преобразования светоделителем 5 в измерительном плече оптической системы интерферируют два пучка: опорный (отраженный от зеркала 6) и объектный (отраженный от управляемого зеркала 7). В центре интерференционной картины интенсивность света [14]

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi, \quad (1)$$

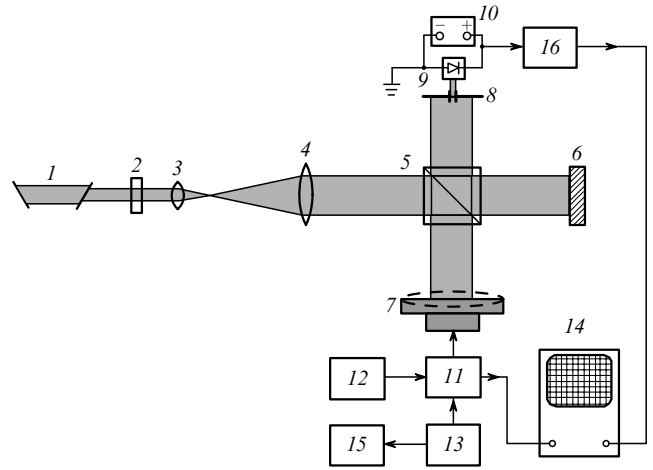


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 – лазер ЛГН-223 ( $\lambda = 632.8$  нм, диаметр пучка 1 мм); 2 – ослабляющий фильтр; 3, 4 – линзы; 5 – светоделитель; 6 – опорное зеркало; 7 – деформируемое зеркало; 8 – диафрагма (диаметр отверстия 2.7 мм); 9 – фотодиод ФД-256; 10 – усилитель; 11 – источник питания; 12 – блок питания; 13 – генератор стандартных сигналов ГЗ-120; 14 – двухлучевой осциллограф Tektronix THS710A; 15 – частотомер-хронометр Ф5041; 16 – селективный усилитель У2-11.

где  $I_1, I_2$  – интенсивности интерферирующих пучков;  $\varphi$  – разность фаз опорной и объектной волн. В случае плоского объектного зеркала при его смещении вдоль оптической оси на величину  $\xi$  разность фаз

$$\varphi = 2k\Delta l = 2k(\Delta l_0 + \xi), \quad (2)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$ ;  $\lambda = 632.8$  нм;  $\Delta l$  – разность длин опорного и объектного плеч интерферометра;  $\Delta l_0$  – начальная разность длин плеч.

В нашем случае объектное зеркало 7 не смещается вдоль оптической оси как единое целое, а деформируется (показано на рис. 1) под действием управляющего напряжения  $U$ , формируемого генератором 13 и усилителем 11. В результате деформаций зеркала центр его отражающей поверхности смещается вдоль оптической оси. Следовательно, выражение (2) остается справедливым, если рассматривать световые пучки только вблизи оси. В экспериментальной установке это достигалось с помощью диафрагмы 8, расположенной в измерительном плече интерферометра и вырезающей центральную часть пучка диаметром 2.7 мм. Таким образом, в наших экспериментах амплитуда и фаза колебаний отражающей поверхности деформируемого зеркала определялись по смещению его центра, естественно, в пределах погрешности юстировки, контроль которой осуществлялся визуально.

Пусть в исходном состоянии интерферометр съюстирован так, что

$$\Delta l_0 = n\lambda/2 + \lambda/4, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3)$$

Пусть исходно плоское (при  $U = 0$ ) зеркало 7 деформируется под действием управляющего напряжения  $U$  так, что центр его отражающей поверхности смещается на расстояние  $H_c$ . Полагая в (2)  $\xi = H_c(U)$  и учитывая (1) и (3), запишем интенсивность света  $I$  на фотоприемнике 9 в следующем виде:

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2kH_c). \quad (4)$$

При равенстве интенсивностей интерферирующих пучков ( $I_1 = I_2$ )

$$I = 2I_1[1 - \cos(2kH_c)]. \tag{5}$$

В экспериментах на деформируемое зеркало 7 подавалось гармоническое управляющее напряжение

$$U = U_0 \sin(2\pi ft) \tag{6}$$

с амплитудой  $U_0$  и частотой  $f$ , которое контролировалось осциллографом 14 и частотомером 15. На второй канал осциллографа 14 после усиления подавался сигнал с фотоприемника 9, работающего в диодном режиме. Учитывая, что напряжение на фотодиоде пропорционально  $I$  и принимая во внимание выражения (5) и (6), представим переменную составляющую сигнала приемника  $U_r$  в следующем виде:

$$U_r = U_n \cos \left[ \pi \frac{H_c(U_0; f)}{\lambda/4} \right], \tag{7}$$

где  $U_n$  – коэффициент пропорциональности, определяемый номинальной мощностью выходного излучения лазера 1 и чувствительностью фотодиода 9.

Сравнение (6) и (7) показывает, что за время  $T/2 = 1/(2f)$  управляющее напряжение  $U$  на деформируемом зеркале (и, следовательно,  $H_c$ ) изменяется от минимума до максимума. Одновременно за то же время  $T/2$  сигнал  $U_r$  фотоприемника изменяется от минимума до максимума  $2N$  раз, где  $N = H_c/(\lambda/4)$ . Таким образом, определив из эксперимента  $N$ , можно легко вычислить величину  $H_c$ , соответствующую амплитуде  $U_0$  управляющего напряжения и его частоте  $f$ . Тем самым при различных  $f$  получаем АЧХ деформируемого зеркала  $H_c(f)$ .

Сравнивая на осциллографе сигналы  $U_r(t)$  и  $U(t)$  (рис.2), можно вычислить фазовый сдвиг  $\Theta$  между колебаниями отражающей поверхности зеркала и управляющим напряжением. Тем самым получаем ФЧХ деформируемого зеркала  $\Theta(f)$ . Заметим, что при невыполнении исходного условия (3) амплитуды локальных экстремумов в сигнале  $U_r(t)$  различны (показаны стрелками на рис.2,б), если же это условие справедливо, то указанные экстремумы имеют равную высоту. Кроме того, между сигналами  $U_r(t)$  и  $U(t)$  имеется незначительный начальный фазовый сдвиг  $\Theta_0$ , обусловленный электромеханическим гистерезисом деформируемого зеркала  $\eta$  [10]:

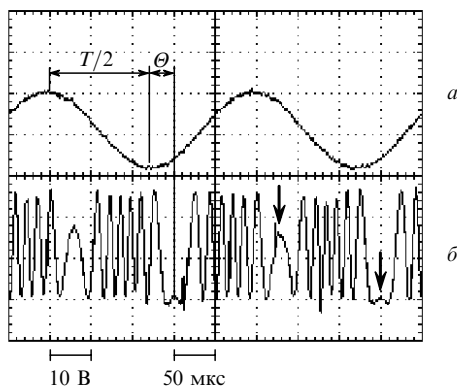


Рис.2. Осциллограммы управляющего напряжения  $U$  деформируемого зеркала (а) и сигнала фотодиода  $U_r$  (б). Цена деления приведена для осциллограммы управляющего напряжения.

$$\Theta_0 = \arctan \frac{4\eta}{3\pi}. \tag{8}$$

Для данного зеркала  $\eta = 10.2\%$  и, следовательно, в квазистатическом режиме сигнал фотодиода  $U_r(t)$  запаздывает относительно управляющего напряжения  $U(t)$  на величину  $\Theta_0 = 2.5^\circ$ .

### 3. АЧХ и ФЧХ охлаждаемого биморфного зеркала с управляемой кривизной отражающей поверхности

Исследования частотных характеристик зеркала были выполнены при амплитуде гармонического управляющего напряжения  $U_0 = 2 - 28$  В. Определение значений  $N$  и  $\Theta$ , необходимых для построения АЧХ и ФЧХ зеркала, наглядно демонстрируется на рис.2. Так, например, при  $U_0 = 10$  В,  $f = 4021$  Гц и  $T = 248.7$  мкс имеем  $\Theta = -0.747$  рад,  $2N = 12.8$ .

На рис.3 представлены результаты обработки экспериментальных данных при  $U_0 = 12$  В; при других управляющих напряжениях получены аналогичные характеристики. Видно, что в рассматриваемом частотном диапазоне АЧХ зеркала имеет два ярко выраженных резонансных пика на частотах 4.7 и 38 кГц, при переходе через каждый из которых фаза колебаний отражающей поверхности сдвигается на  $\pi$  радиан:

$$\Theta(f_{res} + \Delta f) - \Theta(f_{res} - \Delta f) \approx -\pi. \tag{9}$$

При этом непосредственно на резонансной частоте

$$\Theta(f_{res}) \approx \Theta(f_{res} - \Delta f) - \pi/2, \tag{10}$$

как это и должно быть в соответствии с теорией [14]. Здесь  $\Delta f$  – некоторое отступление от резонансной частоты  $f_{res}$  в пределах полуширины резонансного пика. Совместная графическая обработка АЧХ и ФЧХ позволила

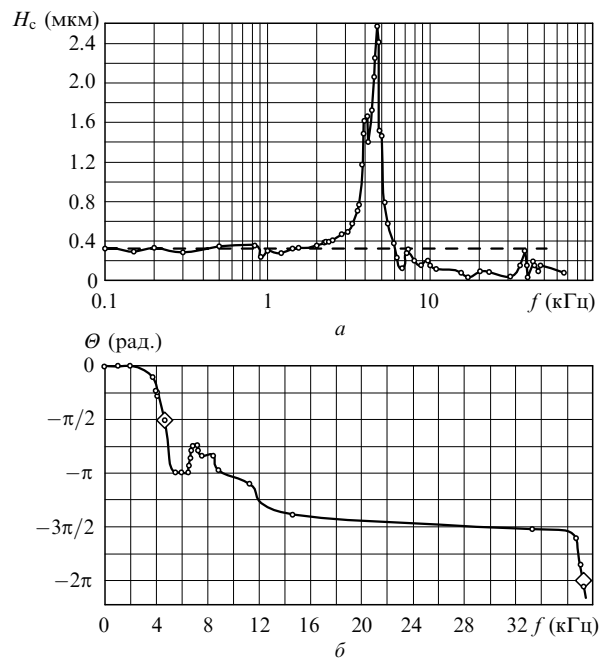


Рис.3. АЧХ (а) и ФЧХ (б) охлаждаемого биморфного зеркала; штриховая линия – среднее значение  $H_c$  в квазистатическом режиме, ромбы на ФЧХ – точки резонанса.

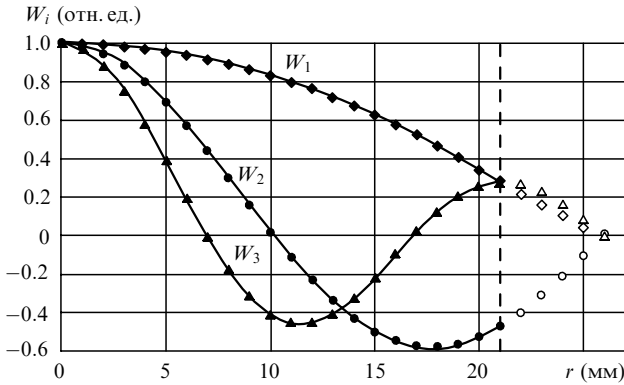


Рис.4. Радиальные собственные моды  $W_i$  охлаждаемого биморфного зеркала с управляемой кривизной отражающей поверхности. Штриховой линией обозначена граница световой апертуры.

уточнить значения резонансных частот деформируемого зеркала:  $f_{res1} = 4.69 \pm 0.05$  кГц и  $f_{res2} = 37.2 \pm 0.5$  кГц. Соответствующие точки показаны на ФЧХ (рис.3,б) ромбами. Таким образом, резонансный пик, обнаруженный на частоте 37.2 кГц (ВЧ резонанс), позволяет использовать данное зеркало для импульсно-периодической ВЧ модуляции лазерного излучения.

Обе резонансные частоты зеркала,  $f_{res1}$  и  $f_{res2}$ , соответствуют его радиальным собственным модам, которые зависят только от радиальной, но не от угловой координаты (рис.4). Это следует из осевой симметрии конструкции зеркала, имеющего единственный круглый управляющий электрод, центр которого совпадает с осью симметрии. Более детальное количественное сравнение экспериментальных данных с теоретическими не имеет смысла, поскольку реальное зеркало не описывается достаточно точно ни одной из известных математических моделей [15].

Как следует из рис.3, несмотря на одинаковое поведение ФЧХ на резонансных частотах, амплитуды колебаний отражающей поверхности на них существенно различны:  $H_c(f_{res1})/H_c(f_{res2}) = 8.7$ . Это объясняется тем, что условия пространственного «синхронизма» (т. е. соответствие распределения внешнего воздействия форме собственных колебаний системы [16]) идеально выполняются только для первой радиальной моды зеркала, и, тем самым, максимальный резонансный эффект достигается именно на соответствующей этой моде первой резонансной частоте.

Помимо рассмотренных резонансных пиков полученная АЧХ имеет локальный максимум на частоте 4.1 кГц, обусловленный особенностями конструкции деформируемого зеркала. Кроме того, существуют и другие локальные экстремумы, в частности минимум на частоте 6.7 кГц (соответствующий фазовый сдвиг  $\Delta\theta = \pi/4$  рад.) и максимум на частоте 7.3 кГц ( $\Delta\theta \approx \pi/8$  рад.). Мы полагаем, что их появление в эксперименте связано со следующими факторами. В реальном зеркале, при изготовлении его деталей и последующей сборке, неизбежно возникают некоторые отступления от симметричности конструкции. Это приводит к тому, что в спектре собственных частот зеркала появляются частоты, соответствующие угловым собственным модам, амплитуда колебаний которых точно в центре отражающей поверхности равна нулю. Следовательно, при измерении АЧХ по смещению центра на соответствующих угловым модам собственных частотах

по-прежнему не должно быть никаких экстремумов. Вместе с тем они должны появиться на АЧХ даже при небольшом отступлении точки измерения от центра зеркала, например из-за неточной юстировки оптической системы. Это, вероятно, и произошло в наших экспериментах, поскольку совмещение центра зеркала 7 и диафрагмы 8 (см. рис.1) с оптической осью лазерного пучка контролировалось только визуально.

В заключение добавим, что на участке 8–30 кГц имеются и другие неоднородности АЧХ, при этом ФЧХ плавно изменяется в этом частотном диапазоне от  $-7\pi/8$  до  $-3\pi/2$ . По-видимому, это изменение  $\theta(f)$  можно объяснить наличием собственных частот зеркала в данном диапазоне. Связанные с ними «резонансы» имеют столь малую амплитуду, что проявляются на АЧХ в виде небольших неоднородностей, величина которых находится в пределах погрешности эксперимента (см. рис.3,а).

#### 4. Резонансные свойства деформируемого зеркала

Анализ полученных АЧХ вблизи резонансных частот позволяет определить ряд параметров, характеризующих деформируемое зеркало как колебательную систему. К таким параметрам в первую очередь относится добротность  $Q$ , которая в случае многомодовой колебательной системы с резонансными частотами  $f_{resi}$  определяется следующим образом [16]:

$$\frac{1}{Q} = \sum_i \frac{1}{Q_i}, \tag{11}$$

$$Q_i = \frac{f_{resi}}{\Delta f_i}, \tag{12}$$

где  $\Delta f_i$  – ширина соответствующего резонансного пика по уровню убывания амплитуды в  $\sqrt{2}$  раз. Графическая обработка экспериментальных результатов показала, что для основного резонанса деформируемого зеркала  $\Delta f_1 = 0.4 \pm 0.1$  кГц и, следовательно,  $Q_1 = 12 \pm 3$ ; для ВЧ резонанса  $\Delta f_2 = 2 \pm 1$  кГц и  $Q_2 = 20 \pm 10$ . Большая погрешность в последнем случае (50 %) объясняется малым числом точек на резонансной кривой (не более пяти) и высокой погрешностью измерения частоты в данном диапазоне. Видно, что полученные значения по порядку величины соответствуют добротности радиотехнических колебательных контуров, для которых  $Q \sim 10 - 10^2$  [16].

Используя (11) и не учитывая другие локальные экстремумы АЧХ, для результирующей добротности деформируемого зеркала получаем  $Q = 8 \pm 3$ . Как известно [16], при воздействии на резонансной частоте амплитуда вынужденных колебаний осциллятора в  $Q$  раз больше, чем в квазистатическом случае, при  $f_{qst} \ll f_{res}$ . Полученная АЧХ для основного резонанса дает отношение  $H_c(f_{res1})/H_c(f_{qst}) = 8 \pm 1$ , при этом  $H_c(f_{qst})$  – среднее значение по пяти измерениям в диапазоне частот 100–500 Гц (см. рис.3,а). Для ВЧ резонанса отношение  $H_c(f_{res2})/H_c(f_{qst}) = 7.5$  получилось заниженным, поскольку  $H_c(f_{qst})$  – экспериментальное значение при  $f = 31$  кГц. Как можно видеть, добротности деформируемого зеркала, полученные различными способами и на разных резонансах, хорошо совпадают друг с другом, несмотря на высокую погрешность в отдельных случаях.

Используя полученные результаты, определим коэффициенты затухания  $\alpha_i$  отдельных мод  $W_i(r)$  деформиру-

емого зеркала для слабозатухающих колебаний его отражающей поверхности

$$w(r, t) = \sum_i \exp(-\alpha_i t) W_i(r) \cos(\omega_{0i} t). \quad (13)$$

Здесь  $w$  – форма отражающей поверхности зеркала;

$$\omega_{0i} = 2\pi f_{0i} = (\omega_{\text{resi}}^2 + \alpha_i^2)^{1/2} = (\Omega_{0i}^2 - \alpha_i^2)^{1/2} \quad (14)$$

– собственные циклические частоты зеркала как диссипативной колебательной системы [14];  $\Omega_{0i} = 2\pi F_{0i}$  – циклические частоты его свободных колебаний в отсутствие трения;  $\omega_{\text{resi}} = 2\pi f_{\text{resi}}$ . Из определения для  $\alpha$  [16] и выражения (12) имеем

$$\alpha_i = \frac{\pi f_{\text{resi}}}{Q_i} = \pi \Delta f_i, \quad (15)$$

откуда для основной моды зеркала получаем  $\alpha_1 = (1.3 \pm 0.3) \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ ; для ВЧ моды  $\alpha_2 = (6 \pm 3) \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Нетрудно убедиться, что при таких коэффициентах затухания частоты  $f_{0i}$  и  $F_{0i}$  практически совпадают с соответствующими резонансными частотами деформируемого зеркала  $f_{\text{resi}}$  с учетом указанных погрешностей для последних. Тем самым в выражении (13) вместо собственных частот  $\omega_{0i}$  с хорошим приближением можно использовать резонансные частоты  $\omega_{\text{resi}}$ .

Как и следовало ожидать, полученное значение  $\alpha_1$  существенно меньше  $\alpha_2$  и, следовательно, затухающие колебания на частоте основного резонанса являются более «долгоживущими». Кроме того, при свободных колебаниях отражающей поверхности амплитуда основной моды зеркала больше амплитуды любой другой моды. Следовательно, с точки зрения времени затухания в выражении (13) всеми собственными модами деформируемого зеркала, кроме основной, можно пренебречь и считать, что затухание свободных колебаний его отражающей поверхности происходит на частоте  $f_{\text{res1}} = 4.69 \text{ кГц}$ . При этом с учетом диссипации энергии в модах высшего порядка эффективный коэффициент затухания

$$\alpha = \frac{\pi f_{\text{res1}}}{Q}, \quad (16)$$

откуда  $\alpha = (1.8 \pm 0.7) \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, характерное время  $\tau$  затухания свободных колебаний отражающей поверхности зеркала по уровню  $1/e$  составляет  $0.5 \pm 0.2 \text{ мс}$ .

### 5. Учет нелинейности при увеличении амплитуды управляющего напряжения

Рассмотренные выше результаты получены в режиме малых колебаний отражающей поверхности зеркала (при малой амплитуде управляющего напряжения), т. е. когда колебательная система остается линейной [14]. С увеличением амплитуды напряжения деформируемое зеркало становится нелинейной системой, так что приведенные выше параметры, вообще говоря, изменяются. И в первую очередь это относится к резонансным частотам зеркала  $f_{\text{res1}}$  и  $f_{\text{res2}}$ .

Сравнение АЧХ, полученных при различных напряжениях, позволило установить смещение резонансных частот зеркала с возрастанием  $U_0$ . Соответствующая за-

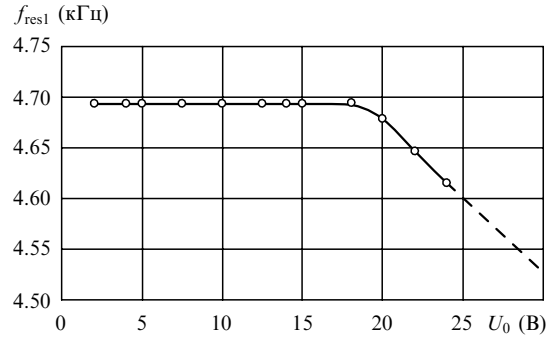


Рис. 5. Зависимость первой резонансной частоты  $f_{\text{res1}}$  деформируемого биморфного зеркала от амплитуды гармонического управляющего напряжения  $U_0$ .

висимость для первого резонанса приведена на рис. 5. Видно, что при увеличении амплитуды управляющего напряжения резонансная частота уменьшается и, следовательно, деформируемое зеркало обладает мягкой квазиупругой характеристикой [14]. В наших экспериментах сдвиг резонансных частот зеркала отчетливо наблюдался при напряжении  $U_0 \geq 20 \text{ В}$ ; их смещение при  $U_0 < 20 \text{ В}$  если и имеется, то является незначительным. Таким образом, резонансные свойства деформируемого зеркала начинают изменяться при достаточно малом по сравнению с его предельными значениями ( $-200 \text{ В}$  и  $+300 \text{ В}$ ) управляющем напряжении.

Смещение резонансных частот с ростом  $U_0$ , в свою очередь, приводит к нелинейности зависимостей  $H_c(U_0)$  при  $f = \text{const}$ , по крайней мере вблизи резонансов зеркала. Напомним, что для данных зеркал зависимость  $H_c(U)$  в статическом режиме является линейной при малых напряжениях [8] как минимум при  $U \leq 80 \text{ В}$ . Иными словами, статическая чувствительность зеркала  $K_c = H_c/U$  в этом диапазоне постоянна. Для удобства дальнейшего анализа введем по аналогии со статической чувствительностью понятие динамической чувствительности деформируемого зеркала на фиксированной частоте управляющего напряжения:

$$K_{\text{cf}} = \left. \frac{H_c}{U_0} \right|_{f=\text{const}}. \quad (17)$$

Поведение зависимостей  $H_c(U_0)$  при  $f = \text{const}$  удобно рассмотреть на примере основного резонанса зеркала, амплитуда которого существенно выше, чем у высокочастотного, так что нелинейные эффекты проявляются здесь более отчетливо на фоне погрешности экспериментальных результатов (см. рис. 3, а). Соответствующие зависимости показаны на рис. 6. Видно, что в рассматриваемом диапазоне напряжений все они являются нелинейными.

По своему характеру полученные графики четко делятся на две группы. Когда  $f \geq f_{\text{res1}}$  (рис. 6, б), зависимость  $H_c(U_0)$  возрастает. При этом ее производная  $dH_c/dU_0$ , а также динамическая чувствительность зеркала  $K_{\text{cf}}$  уменьшаются в рассматриваемом диапазоне. Физической причиной снижения  $K_{\text{cf}}$  и, следовательно, нелинейности зависимостей  $H_c(U_0)$  является смещение резонансной частоты зеркала  $f_{\text{res1}}$  с увеличением  $U_0$ . Детальный анализ зависимостей  $H_c(U_0)$ , их производных и  $K_{\text{cf}}(U_0)$  показывает, что при  $f \geq f_{\text{res1}}$  динамическая чувствительность зеркала уменьшается до некоторого стационарного значения, которое в среднем на 40 % ниже первоначального.

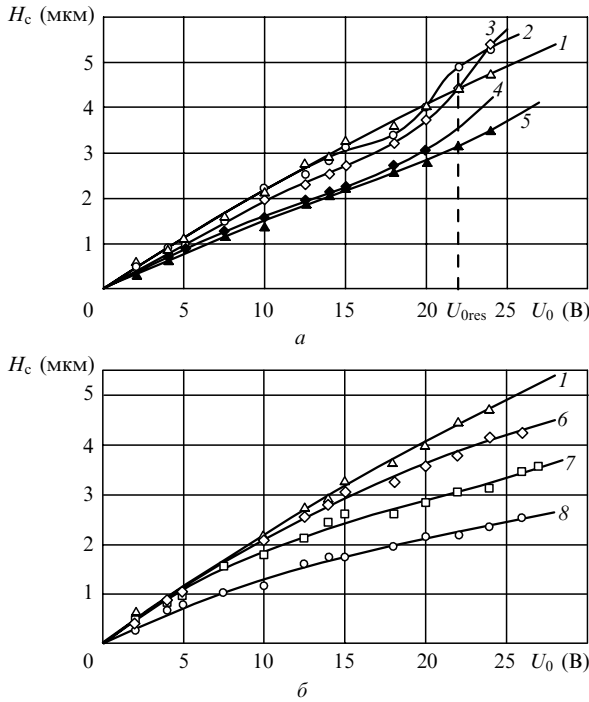


Рис.6. Зависимости смещения центра отражающей поверхности деформируемого зеркала  $H_c$  от амплитуды гармонического управляющего напряжения  $U_0$  при  $f \leq f_{res1}$  (а) и  $f \geq f_{res1}$  (б) для  $f = 4.69$  (1), 4.65 (2), 4.60 (3), 4.55 (4), 4.50 (5), 4.76 (6), 4.86 (7) и 5.00 кГц (8). Штриховой линией показано значение  $U_{0res} = 22$  В для  $f = 4.65$  кГц.

При  $f < f_{res1}$  (рис.6,а) зависимость  $H_c(U_0)$  также возрастает. Однако по сравнению с предыдущим случаем динамическая чувствительность зеркала  $K_{cf}$  на данной частоте  $f$ , снизившись до определенного уровня, начинает увеличиваться. Рост  $K_{cf}$  продолжается до достижения управляющего напряжения  $U_{0res}$ , при котором резонансная частота  $f_{res1}$  в точности совпадает с данной частотой  $f$ :  $f_{res1}(U_{0res}) = f$ . Например, на рис.6,а показано  $U_{0res} = 22$  В для  $f = 4.65$  кГц. Как следует из рис.5, при  $U_0 = 22$  В значение  $f_{res1}$  составляет именно 4.65 кГц. Дальнейшее увеличение  $U_0$  снова приводит к снижению динамической чувствительности  $K_{cf}$ .

При сдвиге резонансной частоты зеркала с ростом амплитуды управляющего напряжения максимальные деформации отражающей поверхности при различных  $U_0$  достигаются, естественно, на различных частотах. Учитывая отмеченную нелинейность зависимостей  $H_c(U_0)$  при  $f = const$ , интересно посмотреть, как изменяется амплитуда резонансного пика  $H_{cres} = H_c(f_{res})$  при его смещении с увеличением  $U_0$ . На рис.7 представлены зависимости  $H_{cres}(U_0)$  для обоих резонансов деформируемого зеркала, основного и высокочастотного. Видно, что обе зависимости являются абсолютно линейными, так что резонансные (пиковые) чувствительности зеркала  $K_{cres} = H_{cres}/U_0$  в обоих случаях остаются постоянными, по крайней мере в рассматриваемом диапазоне.

Поскольку статическая чувствительность зеркала при малых напряжениях также постоянна, то полученный результат означает, что отношение  $H_{cres}/H_c(f_{qst})$  не зависит от  $U_0$  (считаем, что в статическом и квазистатическом режимах чувствительность зеркала одна и та же). Отсюда следует, что, несмотря на смещение резонансных частот, добротность  $Q$  деформируемого зеркала как многомодовой колебательной системы с ростом  $U_0$  оста-

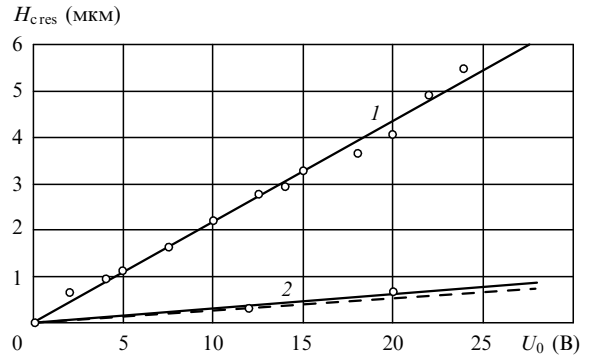


Рис.7. Зависимости амплитуды резонансного пика  $H_{cres}$  от амплитуды управляющего напряжения  $U_0$  для охлаждаемого биморфного зеркала; 1 – основной резонанс, 2 – ВЧ резонанс. Штриховой линией показана зависимость  $H_c(U_0)$  в квазистатическом режиме.

ется неизменной. Учитывая выражение (11), можно полагать, что этот вывод справедлив и для отдельных резонансов зеркала, как основного, так и высокочастотного, поскольку для них все зависимости качественно совпадают, отличаясь только количественно. Таким образом, при увеличении амплитуды управляющего напряжения добротность резонансных пиков сохраняется:  $Q_i = const$ .

Из данного результата и выражения (12) следует, что с ростом  $U_0$  уменьшается ширина  $\Delta f_i$  каждого резонансного пика деформируемого зеркала. С учетом выражения (15) это означает, что уменьшаются коэффициенты затухания  $\alpha_i$  отдельных колебательных мод. При этом для каждого резонанса зависимости  $\Delta f_i(U_0)$  и  $\alpha_i(U_0)$  качественно совпадают с  $f_{resi}(U_0)$ . Результирующий коэффициент затухания  $\alpha$  также уменьшается с ростом  $U_0$ , причем зависимости  $\alpha(U_0)$  и  $f_{res1}$  различаются только количественно (это следует из выражения (16)).

## 6. Анализ эффективности высокочастотной модуляции лазерного излучения

Оценим глубину импульсно-периодической модуляции излучения при внутрирезонаторном использовании данного зеркала на ВЧ резонансе. Сразу отметим, что мы не будем здесь касаться процессов генерации излучения в лазере, характерных для метода модуляции (включения) добротности резонатора. Эти процессы хорошо изучены и неоднократно рассматривались в литературе (см. напр., [7, 17]).

Как следует из рис.3,а, амплитуды деформаций зеркала на ВЧ резонансе и в статическом режиме (при  $f \rightarrow 0$ ) равны, по крайней мере в пределах погрешности эксперимента. Речь, естественно, идет о центре отражающей поверхности зеркала, где его деформации максимальны, причем для любой радиальной моды (см. рис.4). Следовательно, пиковая чувствительность зеркала на ВЧ резонансе (т. е. с учетом сдвига  $f_{res2}$ ) совпадает со статической (рис.7). Таким образом, если деформируемое зеркало обеспечивает гашение генерации в каком-либо лазере в статическом режиме, то при работе на ВЧ резонансе с учетом его сдвига излучение этого лазера будет модулироваться, причем коэффициент модуляции [18] составит 100 %. Подобного результата, например, можно ожидать в технологических  $CO_2$ -лазерах «Гарпун-2000» и «Хебър-1А» с устойчивыми резонаторами, в которых было реализовано гашение генерации при статическом управлении аналогичным деформируемым зеркалом [6].

Если деформации зеркала в статическом режиме недостаточны для полного гашения генерации в лазере, то мощность его выходного излучения будет снижаться не до нуля, а до некоторого остаточного значения  $P_r$ , а значит, коэффициент модуляции  $m$  на ВЧ резонансе будет меньше 100 %. Его можно оценить как

$$m = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} = \frac{P_{\text{ном}} - P_r}{P_{\text{ном}} + P_r}, \quad (18)$$

где  $P_{\max}$  и  $P_{\min}$  – максимальная и минимальная мощности импульсно-периодического лазерного излучения;  $P_{\text{ном}}$  – номинальная мощность выходного излучения лазера в непрерывном режиме.

Учет формы колебаний отражающей поверхности зеркала на ВЧ резонансе дает большее значение коэффициента модуляции излучения. Действительно, деформации зеркала в статическом и квазистатическом режимах, а также вблизи первого резонанса, соответствующего основной собственной моде, являются параболическими [8] (см. рис.4). В то же время вблизи ВЧ резонанса, соответствующего более высокой собственной моде, деформации зеркала имеют более сложную пространственную форму. При внутриврезонаторном применении зеркала эти деформации вносят фазовые искажения в резонатор лазера, что и вызывает снижение мощности его выходного излучения. Как известно [13, 19, 20], при одной и той же амплитуде более сложные пространственные искажения фазы приводят к большему падению мощности лазера, чем менее сложные. Отсюда прямо следуют два вывода.

1. При прочих равных условиях коэффициент модуляции излучения на ВЧ резонансе будет заведомо больше, чем в квазистатическом режиме, т. е. равенство (18) переходит в строгое неравенство

$$m > \frac{P_{\text{ном}} - P_r}{P_{\text{ном}} + P_r}. \quad (19)$$

2. На ВЧ резонансе коэффициент модуляции излучения, равный квазистатическому, будет достигаться при меньшей амплитуде управляющего напряжения зеркала.

В разд.3 уже отмечалось, что для ВЧ резонанса зеркала условия пространственного «синхронизма» не выполняются; выполняются только условия временного, т. е. частотного синхронизма. Иными словами, пространственное распределение вынуждающей силы (управляющего напряжения) не соответствует форме колебаний отражающей поверхности на ВЧ резонансе, т. е. конкретной собственной моде зеркала. Если эти условия будут выполнены, то увеличится амплитуда колебаний на ВЧ резонансе, а следовательно, и коэффициент внутриврезонаторной ВЧ модуляции лазерного излучения. В случае биморфного деформируемого зеркала добиться пространственного соответствия между управляющим напряжением и какой-либо радиальной ВЧ модой довольно просто – с помощью дополнительного кольцевого электрода для второй моды или нескольких таких электродов для более высоких мод. Таким образом, незначительные конструктивные изменения данного зеркала позволяют не только повысить амплитуду рассмотренного резонанса на частоте 37.2 кГц (без учета ее смещения), но и, вообще говоря, перейти к следующим ВЧ резонансам, соответствующим радиальным модам более высокого по-

рядка. Последнее означает возможность эффективной импульсно-периодической модуляции лазерного излучения на более высоких частотах, как минимум выше 40 кГц.

## 7. Заключение

Полученные результаты в принципе позволяют уже сейчас использовать рассмотренные деформируемые зеркала для эффективной ВЧ модуляции лазерного излучения на частотах порядка 37 кГц. И в первую очередь это относится к технологическим СО<sub>2</sub>-лазерам средней мощности с типовыми устойчивыми резонаторами. При этом использованный подход на основе сравнительного анализа статических и резонансных характеристик деформируемых зеркал позволяет оценить глубину модуляции излучения, вообще говоря, на любых частотах и для любых оптических схем лазерных резонаторов. С практической точки зрения основная техническая сложность заключается в управляющей электронике, поскольку для работы на высоких частотах при прочих равных условиях необходима более мощная аппаратура, причем требования к ее мощности возрастают прямо пропорционально увеличению частоты модуляции.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность профессору В.П.Будаку (кафедра светотехники Московского энергетического института) за полезные советы при подготовке данной статьи.

1. Григорьянц А.Г. *Основы лазерной обработки материалов* (М.: Машиностроение, 1989, с. 201–249).
2. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М.: Энергоатомиздат, 1985, с. 184–195).
3. Абильситов Г.А., Голубев В.С., Гонтарь В.Г. и др. *Технологические лазеры: Справочник. Т.1: Расчет, проектирование и эксплуатация* (М.: Машиностроение, 1991, с. 346).
4. Husmann A., Niessen M., Gruemmel F., Kreutz E.-W., Poprawe R. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3343**, 759 (1998).
5. Аполлонов В.В., Кийко В.В., Кислов В.И., Суздальцев А.Г., Егоров А.Б. *Квантовая электроника*, **33**, 753 (2003).
6. Виневиц Б.С., Евдокимович Л.Н., Сафронов А.Г., Смирнов С.Н. *Квантовая электроника*, **34**, 333 (2004).
7. Vdovin G., Kiyko V. *Opt. Lett.*, **26**, 798 (2001).
8. Выскубенко О.Б., Капустин П.И., Колоколов И.С., Масычев В.И., Сафронов А.Г. *Квантовая электроника*, **33**, 547 (2003).
9. Freeman R.H., Garcia H.R. *Appl. Opt.*, **21**, 589 (1982).
10. Аполлонов В.В., Темнов С.Н., Четкин С.А. *Препринт ИОФАН № 231* (М., 1987).
11. Albertinetti N.P., Aldrich R.E., Everson J.H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **179**, 28 (1979).
12. Аполлонов В.В., Иванова Е.А., Прохоров А.М., Четкин С.А. *Письма в ЖТФ*, **15**, 78 (1989).
13. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. *Принципы адаптивной оптики* (М.: Наука, 1985, с. 20–108).
14. Яворский Б.М., Детлаф А.А. *Справочник по физике* (М.: Наука, 1968, с. 112-135).
15. Гонткевич В.С. *Собственные колебания пластинок и оболочек. Справочник*. Под ред. А.П.Филиппова (Киев, Наукова думка, 1964, с. 6–47).
16. *Физическая энциклопедия*. Под ред. А.М.Прохорова (М.: Сов. энциклопедия, 1990, т. 2, с. 5); *Большая Российская энциклопедия* (М.: Энциклопедия, 1992, т. 3, с. 362; 1994, т. 4, с. 309).
17. Карлов Н.В. *Лекции по квантовой электронике* (М.: Наука, 1988, с. 117–120).
18. Баскаков С.И. *Радиотехнические цепи и сигналы* (М.: Высшая школа, 1988, с. 89–90).
19. Freeman R.H., Freiberg R.J., Garsia H.R. *Opt. Lett.*, **2**, 61 (1978).
20. Виневиц Б.С., Жариков В.М., Сафронов А.Г. *Квантовая электроника*, **25**, 377 (1998).