

УДК 538.56:530.145

М. И. Зусман
В. Н. Парыгин
А. Г. Кукушкин

ОСОБЕННОСТИ ВНУТРЕННЕЙ
МОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ
СО₂-ЛАЗЕРА

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование внутренней модуляции СО₂-лазера. Показано, что зависимость амплитуды переменной составляющей интенсивности излучения от частоты имеет резонансный характер. Определена резонансная частота, амплитуда переменной составляющей интенсивности и ширина резонансной кривой. Использование резонансной зависимости позволяет получить выигрыш в амплитуде модулирующего напряжения по сравнению с внешней модуляцией в 60—70 раз.

Внутренняя модуляция излучения газовых лазеров имеет целый ряд преимуществ по сравнению с внешней модуляцией. В связи с возросшим вниманием к диапазону с длиной волны излучения $\lambda = 10,6$ мкм несомненный интерес представляет исследование внутренней модуляции излучения лазера на углекислом газе.

При анализе внутренней модуляции связи в СО₂-лазере в работе [1] выявлены особенности, приводящие к неравномерности частотной характеристики. Данная работа посвящена дальнейшему изучению этих особенностей, которые необходимо учитывать при внутренней модуляции в диапазоне $\lambda = 10,6$ мкм.

Теория. Для исследования нестационарных процессов в СО₂-лазерах следует пользоваться системой скоростных (кинетических) уравнений [1], связывающих между собой полное число фотонов в резонаторе и инверсную населенность рабочих уровней:

$$\frac{dN}{dt} = R - BNg - \frac{N}{\tau}, \quad (1)$$

$$\frac{dg}{dt} = BNg - \delta g, \quad (2)$$

где N — инверсная населенность рабочих уровней, g — полное число фотонов в резонаторе, R — скорость накачки на верхний рабочий уровень, δ — полные потери в резонаторе, τ — время жизни активных частиц на верхнем рабочем уровне, B — вероятность вынужденного излучения.

В случае статической или квазистатической внутренней модуляции ($\delta_0 = \delta = \text{const}$) решение системы уравнений (1), (2) ищется при условии

$$\frac{dg}{dt} = 0; \quad \frac{dN}{dt} = 0. \quad (3)$$

Это решение имеет вид

$$g_0 = \frac{1}{B\tau} \left(\frac{BR\tau}{\delta_0} - 1 \right), \quad N_0 = \frac{\delta_0}{B}, \quad (4)$$

где $\frac{BR\tau}{\delta_0}$ — параметр, характеризующий превышение порога генерации. Полные потери в системе могут быть записаны в виде

$$\delta_0 = \frac{c}{2L} (1 - r + r \sin^2 \Gamma_0 + \varepsilon), \quad (5)$$

где r — коэффициент отражения выходного зеркала (коэффициент отражения второго зеркала полагаем равным единице), L — длина резонатора, c — скорость света, ε — безразмерная величина, пропорциональная распределенным потерям, Γ_0 — сдвиг фаз, созданный постоянным напряжением, приложенным к модулятору.

Выходная мощность лазера P связана с интенсивностью колебаний внутри резонатора лазера выражением [2]

$$P = (1 - r) \frac{c}{2L} g_0. \quad (6)$$

Подставляя (4) и (5) в (6), получим выходную мощность P в стационарном режиме (при $g=0$)

$$P = P_0 + (1 - r)R \left(\frac{1}{1 - r \cos^2 \Gamma_0 + \varepsilon} - \frac{1}{1 - r + \varepsilon} \right), \quad (7)$$

где $P_0 = \left(\frac{1 - r}{1 - r + \varepsilon} \right) \left[R - \frac{c}{2LB\tau} (1 - r + \varepsilon) \right]$ — выходная мощность лазера при $\Gamma_0=0$. Из выражения (7) нетрудно заметить, что, варьируя Γ_0 , т. е. изменяя напряжение V_0 , приложенное к кристаллу ($\Gamma_0 = \frac{\pi}{V_\pi} V_0$, V_π — полуволновое напряжение), можно управлять выходной мощностью лазера. Действительно, при увеличении $|\Gamma_0|$ выходная мощность лазера P уменьшается, и при $\Gamma_0 = \Gamma_{0\text{ср}}$ происходит срыв генерации.

Приравняв выражение (7) нулю, получим

$$\cos^2 \Gamma_{0\text{ср}} = \frac{1 + \varepsilon}{r} - \frac{2LBR\tau}{c\tau}. \quad (8)$$

Это выражение позволяет определить экспериментально значение $BR\tau$ при известном ε .

На рис. 1 приведена зависимость выходной мощности P , нормированной на P_0 , взятой при коэффициенте отражения $r=0,75$, от Γ_0 для различных значений r (1 — $r=0,55$; 2 — $r=0,65$; 3 — $r=0,75$; 4 — $r=0,85$ и 5 — $r=0,95$). При построении графиков этих зависимостей параметры лазера полагались равными: $L=90$ см, $\varepsilon=0,1$; $\tau=1,38 \cdot 10^{-5}$ с, $BR=9 \cdot 10^{12}$ 1/с². При этом величина $\Gamma_{0\text{ср}}$ в соответствии с (8) равна 0,81. Из рис. 1 следует, что при малых Γ_0 кривые имеют вид парабол, которые с увеличением Γ_0 «деформируются» и тем сильнее, чем больше r .

Исследуем воздействие на модулятор переменного сигнала. В этом случае

$$\frac{dg}{dt} \neq 0 \text{ и } \frac{dN}{dt} \neq 0. \quad (9)$$

Выражение для полных потерь имеет вид

$$\delta = \delta_0 + \delta_1(t), \quad (10)$$

где δ_0 — стационарные потери, $\delta_1(t)$ — вносимые переменные потери.

Рассматривая модуляцию малым сигналом, т. е. полагая $\delta_1(t) \ll \delta_0$, решение системы уравнений (1) и (2) ищем в виде

$$g = g_0 + g_1(t), \quad g_1(t) \ll g_0, \quad (11)$$

$$N = N_0 + N_1(t), \quad N_1(t) \ll N_0,$$

где g_0 и N_0 — стационарные решения, а $g_1(t)$ и $N_1(t)$ — решения, обусловленные переменными потерями.

Подставляя (10) и (11) в систему уравнений (1) и (2), получим следующее уравнение для $g_1(t)$:

$$\frac{d^2 g_1(t)}{dt^2} + \alpha \frac{dg_1(t)}{dt} + \omega_0^2 g_1(t) = g_0 \frac{d\delta_1(t)}{dt} - \alpha g_0 \delta_1(t), \quad (12)$$

где $\alpha = \frac{BR}{\delta_0}$; $\omega_0^2 = BR - \frac{\delta_0}{\tau}$.

Уравнение (12) представляет собой уравнение колебаний гармонического осциллятора с затуханием, на который действует заданная внешняя сила. Характер решения этого уравнения зависит от соотношения ω_0 и α . Если $\omega_0 > \frac{\alpha}{2}$, то стационарное решение устанавливается колебательно. Если $\omega_0 \leq \frac{\alpha}{2}$, установление стационарного решения происходит аperiодически. Для лазера на CO_2 характерные величины τ и δ_0 равны: $\tau = 1,38 \cdot 10^{-5}$ с, $\delta_0 = 0,7 \div 0,8 \cdot 10^8$ 1/с. В этом случае $\frac{\alpha}{2} < \omega_0$, и установление стационарного режима происходит колебательным способом. В газовом лазере на $\lambda = 0,63$ мкм $\tau = 10^8$ с, а $\delta_0 \approx 0,6 \cdot 10^7$ 1/с, поэтому $\frac{\alpha}{2} > \omega_0$, и в процессе установления не происходит колебаний интенсивности.

Пусть $\delta_1(t) = \delta_{10} \sin \omega t$, где $\delta_{10} = r \frac{c}{2L} \Gamma_1 \sin 2\Gamma_0$, $\Gamma_1 = \frac{\pi V_{10}}{V_\pi}$, V_{10} — ам-

плитуда модулирующего напряжения, ω — частота модулирующего сигнала. Установившееся решение уравнения (12) дает следующее выражение для переменной составляющей общего числа фотонов в резонаторе:

$$g_1(t) = g_0 \delta_{10} \sqrt{\frac{\alpha^2 + \omega_0^2}{\alpha^2 \omega^2 + (\omega^2 - \omega_0^2)^2}} \sin(\omega t + \varphi), \quad (13)$$

где $\text{tg } \varphi = \omega \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - \alpha^2}{\omega_0^2 \alpha}$.

Из соотношения (13) следует, что зависимость g_1 от частоты ω , а следовательно, и переменная составляющая выходной интенсивности излучения лазера имеют резонансный характер. Это является особенностью газовых лазеров на углекислом газе, приводящей к неравномерности частотной характеристики внутренней модуляции лазера.

Определим резонансную частоту $\omega_{\text{рез}}$ колебательной системы, амплитуду переменной составляющей интенсивности света $\frac{c}{2L} g_{10 \text{ рез}}$ на резонансной частоте, а также ширину резонансной кривой $\Delta\omega$.

В приближении $\alpha \ll \omega_0$ для величин $\omega_{\text{рез}}$, $\Delta\omega$ и $\frac{c}{2L} g_{10 \text{ рез}}$ получены следующие выражения:

$$\omega_{\text{рез}} \approx \omega_0 = \sqrt{\left(\alpha - \frac{1}{\tau}\right) \delta_0} = \sqrt{BR - \frac{\delta_0}{\tau}}, \quad (14)$$

$$\Delta\omega \approx \sqrt{3} \alpha = \sqrt{3} \frac{BR}{\delta_0}; \quad (15)$$

$$\frac{c}{2L} g_{10 \text{ рез}} \approx \frac{c}{2L} g_0 \delta_{10} \frac{1}{\alpha} = \frac{c}{2L} g_0 \delta_{10} \frac{\delta_0}{BR}. \quad (16)$$

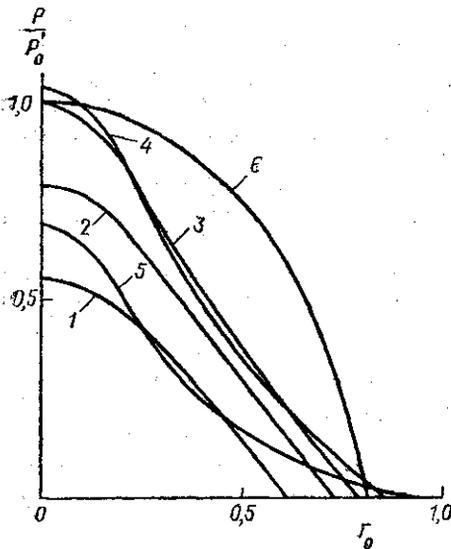


Рис. 1

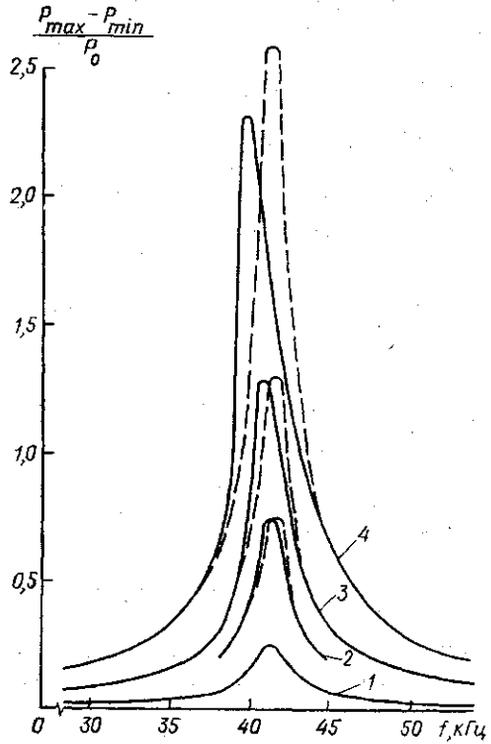


Рис. 2

Из выражения (14) следует, что при увеличении затухания величина ω_0 уменьшается. Поэтому при больших потерях, когда $\omega_0 \ll \frac{\alpha}{2}$ частотная характеристика внутренней модуляции из резонансной превращается в равномерную.

Амплитуда переменной составляющей интенсивности света на выходе лазера на резонансной частоте $\omega_{\text{рез}}$ равна

$$P_{10 \text{ рез}} = \delta_{10} \frac{\delta_0}{BR} P_0(\delta_0). \quad (17)$$

На линейном участке статической характеристики глубина модуляции излучения в резонансе равна

$$m_{\text{рез}} = \delta_{10} \frac{\delta_0}{BR}. \quad (18)$$

Решение (13) справедливо при выполнении условий (11). Для проверки границ применимости этого решения было проведено численное интегрирование (1) и (2) на ЭВМ. Результаты численного решения приведены сплошными кривыми на рис. 2. Кривые рассчитаны при: 1 — $\Gamma_1 = 10^{-5}$, 2 — $\Gamma_1 = 3 \cdot 10^{-5}$, 3 — $\Gamma_1 = 5 \cdot 10^{-5}$, 4 — $\Gamma_1 = 10^{-4}$; $BR = 2,5 \cdot 10^{11} \text{ 1/c}^2$, $\Gamma_0 = 0,21$, $\tau = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$; пунктирными кривыми изображено решение (13), полученное при тех же параметрах лазера. Из рисунка видно, что при $m \leq 35\%$ (кривые 1 и 2) решение (13) совпадает с точным решением. Этот случай соответствует синусоидальной форме модуляции интенсивности света. С дальнейшим увеличением m происходит искажение формы модуляции. При этом до $m < 60\%$ амплитуда переменной составляющей интенсивности света правильно определяется соотношением (13), когда форма модуляции уже несинусоидальна. При $m > 60\%$ пользоваться решением (13) нельзя.

Резонансное увеличение глубины модуляции CO_2 -лазера может быть использовано в тех случаях, когда необходимо получить модулированные колебания в узкой полосе частот или на фиксированной частоте. Выигрыш в амплитуде модулирующего сигнала при этом по сравнению с внешней модуляцией достигает 60—70 раз. Среди особенностей численного решения уравнений (1) и (2) при больших Γ_1 следует отметить наклон резонансных кривых в сторону низких частот, связанный с нелинейностью (1) и (2), а также тот факт, что при больших Γ_1 размах $P_{\text{max}} - P_{\text{min}}$ значительно превышает P_0 (более чем в 2 раза), тогда как при внешней модуляции $P_{\text{max}} - P_{\text{min}}$ не может превысить P_0 .

В то же время из-за резонансного увеличения глубины модуляции при $\omega = \omega_{\text{рез}}$ широкополосная внутренняя амплитудная модуляция CO_2 -лазера невозможна.

Эксперимент. Проведено экспериментальное исследование электрооптической внутренней модуляции CO_2 -лазера. В качестве активного элемента использовалась газоразрядная трубка длиной 55 см с окном, установленным под углом Брюстера. Резонатор был образован двумя зеркалами, расположенными на расстоянии 90 см. Одно из зеркал — сферическое с золотым покрытием. Другое, выходное зеркало — плоское, выполненное из германиевой пластинки.

Внутри резонатора помещен электрооптический кристалл из арсенида галлия размером $70 \times 8 \times 8$ мм. Свет пропускался вдоль ребра длиной 70 мм по направлению $[1\bar{1}0]$; электрическое поле прикладывалось вдоль $[110]$, а направление поляризации света выбиралось по $[001]$. В отсутствие модулирующего напряжения лазер генерирует линейно-поляризованный свет, а при подведении к кристаллу напряжения рождается компонент света, поляризованный ортогонально компоненту, усиливаемому лазером. Возникновение этого компонента света эквивалентно потерям, вносимым в резонатор. Интенсивность света, выводимая через выходное зеркало, модулирована в соответствии с переменным напряжением, прикладываемым к электрооптическому кристаллу.

В качестве приемной системы использовалось фотосопротивление из германия, легированного золотом. Переменный сигнал, снимаемый с нагрузки фотосопротивления, подавался на осциллограф. На экране

осциллографа наблюдалась также постоянная составляющая интенсивности света, модулированная с помощью механического прерывателя. На рис. 1 приведена статическая экспериментальная зависимость P/P_0^1 от G_0 (кривая 6). Полувольтное напряжение для взятого образца арсенида галлия $V_{\pi} = 11,6$ кВ, а напряжение срыва $V_{0\text{ ср}} = 3$ кВ. Источником модулирующего напряжения служил генератор синусоидальных электрических колебаний, работающий в диапазоне от 20 Гц до 200 кГц.

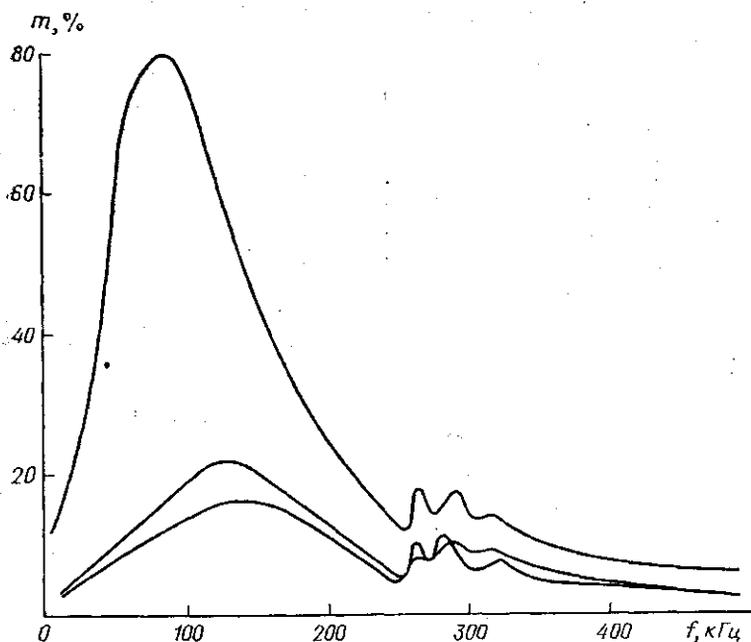


Рис. 3

Экспериментально получена частотная характеристика внутренней модуляции CO_2 -лазера, представленная на рис. 3. Измерения проводились при $V_0 = 0$ и $V_{10} = 70$ В. Разные кривые соответствуют различным юстировкам выходного зеркала.

Из рис. 3 видно, что частотная характеристика имеет максимум на частоте 90—150 кГц. Величина и положение этого максимума, а также его ширина зависят от режима работы лазера, который меняется, например, при небольших поворотах зеркала. Глубина модуляции зависит от выбора рабочей точки на статической характеристике модулятора. Чем больше потери, тем больше глубина модуляции и тем сильнее смещается максимум в сторону низких частот.

На частотах 260—320 кГц наблюдаются пьезорезонансы модулирующего кристалла.

Полученное экспериментально значение резонансной частоты хорошо согласуется с рассчитанным по формуле (14), в то же время наблюдаемая ширина резонансной кривой значительно больше рассчитанной по формуле (15).

На рис. 4 приведена экспериментальная зависимость глубины модуляции $m_{\text{рез}}$ от амплитуды модулирующего напряжения. Кривые

1, 2, 3 соответствуют различным юстировкам выходного зеркала. При напряжении до $V_{10}=60$ В эта зависимость линейная, что согласуется с формулой (18). При большей амплитуде модулирующего напряжения наступает ограничение глубины модуляции, связанное с тем, что выходной сигнал уже не синусоидальный. Эксперимент количественно подтвердил вытекающее из теории (14) уменьшение резонансной частоты $\omega_{рез}$ при увеличении постоянного смещения на модулирующем кристалле и одновременное уменьшение полосы частот $\Delta\omega$.

На рис. 5 приведены зависимости амплитуды переменного компонента интенсивности света $P_{10\text{рез}}$ и глубины модуляции $m_{рез}$ от постоянного смещения на модулирующем кристалле. Так как при малых амплитудах переменного напряжения V_{10} обе эти величины пропорциональны V_{10} , то на рис. 5 они приведены в произвольных едини-

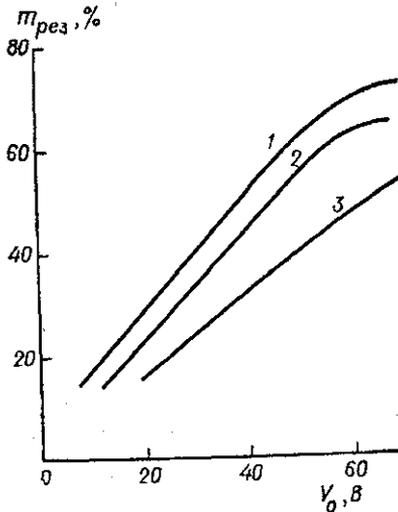


Рис. 4

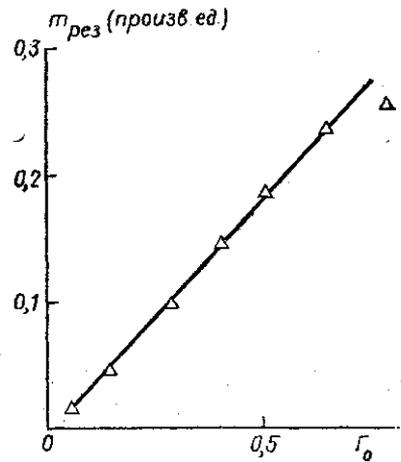
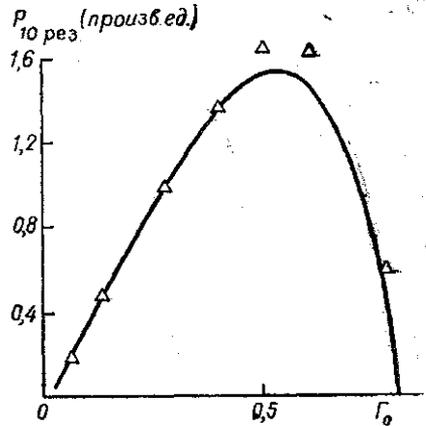


Рис. 5

цах. Сплошные кривые на рис. 5 проведены в соответствии с соотношениями (17) и (18). Экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на теоретические кривые.

Проведено экспериментальное исследование импульсной акустооптической внутренней модуляции CO_2 -лазера. В этом случае внутри резонатора помещался фотоупругий кристалл германия. С помощью пьезопреобразователя из ниобата лития z-среза в кристалле германия в направлении [111] возбуждались ультразвуковые импульсы, создающие в этом кристалле решетку с периодическим изменением показателя преломления. Возбуждение пьезопреобразователя производилось переменным напряжением с частотой около 20 мГц, подаваемым с генератора, модулированного импульсами (5—10 мкс).

Свет от лазера, распространяющийся в направлении, перпендикулярном [111], пройдя через кристалл, дифрагировал на неоднородностях показателя преломления. В результате дифракции отклоненная часть света выводилась из резонатора лазера, что эквивалентно потерям, вносимым в лазер. Эта отклоненная часть света, модулированная в соответствии с подаваемыми ультразвуковыми импульсами, может быть использована при модуляции связи. Часть света основного (нулевого) дифракционного максимума выводилась через полупрозрачное зеркало из резонатора лазера и тоже была модулирована ультразвуковым сигналом.

При экспериментальном исследовании оценен выигрыш внутренней модуляции по сравнению с внешней по модулирующей мощности. Этот выигрыш ~ 70 . Особенности внутренней модуляции проявились и при импульсном акустооптическом воздействии на излучение лазера. В этом случае после окончания действия модулирующего сигнала наблюдается колебательное установление стационарной интенсивности света, что соответствует приведенной выше теории.

Проведенное исследование показало, что особенностью внутренней модуляции CO_2 -лазера является резонансная зависимость амплитуды переменной составляющей интенсивности света от частоты модулирующего сигнала.

Амплитуда переменной составляющей интенсивности света и глубина модуляции в резонансе удовлетворительно описываются системой кинетических уравнений, а ширина резонансной кривой частотной характеристики, полученная в эксперименте, значительно отличается от теоретической.

Из-за неравномерности частотной характеристики внутренняя модуляция не позволяет передать без искажений широкополосный модулирующий сигнал. Однако, используя резонансную особенность частотной характеристики, можно осуществить модуляцию на фиксированной частоте или в узкой полосе частот с большим выигрышем по сравнению с внешней модуляцией (необходимое модулирующее напряжение уменьшается примерно в 70 раз).

ЛИТЕРАТУРА

1. Yariv A., Nussmeier T. A. «IEEE J. Quant. Electron.», 1973, QE-6, 394.
2. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., 1970.

Поступила в редакцию
23.9 1977 г.
Кафедра
физики колебаний