

# О возможной природе высокочастотной модуляции импульса излучения СО-лазера

Т.Э.Венцлавович, В.С.Казакевич, А.А.Кренц, С.В.Крестин, Н.Е.Молевич

*Показано, что временная модуляция импульса излучения электроионизационного СО-лазера может быть вызвана периодической модуляцией потерь, связанной с монотонным нагревом активной среды.*

**Ключевые слова:** лазер, форма импульса, тепловыделение, высокочастотная модуляция.

Интерес, который проявляется к СО-лазерам, связан с их высокими энергетическими характеристиками и с широким спектром излучения. В настоящее время существует обширный теоретический и экспериментальный материал, посвящённый кинетике СО-лазеров, способам создания инверсной населённости и получения большого энергосъёма [1–13]. В то же время до сих пор не исследованы в полном объёме временные характеристики излучения. Известно, что импульс излучения электроразрядного СО-лазера с селективным резонатором имеет сложную временную структуру [3, 6, 7, 9]. В частности, наблюдаются высокочастотные осцилляции и пички, причём пиковый режим более типичен для СО-лазеров низкого давления.

В электроразрядных СО-лазерах низкого давления ( $\sim 1$  Тор) частота осцилляций составляла  $\sim 10^5$  Гц, что сравнимо с резонансной акустической частотой в используемых разрядных трубках диаметром  $\sim 1$  см. В связи с этим авторы [6] предположили, что именно резонансный звук является причиной модуляции импульса излучения.

Типичные осциллограммы импульсов излучения электроионизационного СО-лазера высокого давления ( $\sim 100$  Тор) показаны на рис.1. Они получены в [7] на охлаждаемой до криогенных температур ( $T_0 \approx 100$  К) установке, конструкция которой описана в [4]. Использовался селективный резонатор с дифракционной решёткой и с внутренним расположением зеркал. Длина резонатора  $L$  составляла 1.7 м, длина активной области – 0.9 м, ширина разрядной области была равна 6–8 см. Начальная концентрация рабочих газовых смесей  $\rho_0$  составляла 0.5 Амага.

Представленные на рис.1 лазерные импульсы, имеющие длительность  $\sim 200$  мкс, нерегулярно промодулированы с частотой  $(0.5–1) \times 10^6$  Гц, которая значительно больше резонансной акустической частоты в используе-

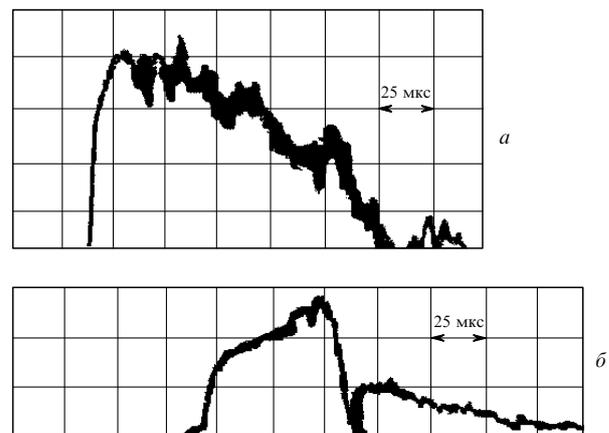


Рис.1. Характерные осциллограммы импульса излучения СО-лазера высокого давления на смеси  $\text{CO}:\text{N}_2:\text{He} = 1:9:10$  при энерговкладе  $Q = 388$  Дж·л $^{-1}$ ·Амага $^{-1}$ , длительности импульса накачки  $\tau_p = 55$  мкс и длине волны излучения  $\lambda = 5.2$  мкм (а) и на смеси  $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$  при  $Q = 447$  Дж·л $^{-1}$ ·Амага $^{-1}$ ,  $\tau_p = 125$  мкс и  $\lambda = 5.4$  мкм (б).

мой разрядной камере ( $\sim 10^4$  Гц). Кроме того, за времена, равные длительностям импульсов генерации и накачки, акустические возмущения не могли оказать влияния на зеркала резонатора, поскольку это возможно только на временах  $L/c_s \sim 10^{-3}$  с ( $c_s$  – скорость звука), т.е. после окончания импульса генерации. Таким образом, по крайней мере в условиях описанной серии экспериментов [7] высокочастотная модуляция излучения не связана с акустикой. Она не связана и с биениями продольных мод, т.к. характерная частота биений на два порядка превышает частоту модуляции. Биения поперечных мод могут, в принципе, давать вклад в наблюдаемую модуляцию, однако высокочастотная модуляция импульса СО-лазера наблюдается и в неустойчивых резонаторах (рис.2) [9], где поперечные моды подавлены. Следовательно, основная причина возникновения подобной модуляции пока не выявлена, и исследования в этом направлении являются актуальными.

В настоящей работе в качестве возможной причины высокочастотных осцилляций излучения рассмотрена модуляция добротности резонатора, обусловленная тепловыделением в активной среде. Известно, что в твердотельных лазерах периодическая модуляция потерь (добротности резонатора) возникает даже в процессе моно-

Т.Э.Венцлавович, В.С.Казакевич, С.В.Крестин, Н.Е.Молевич. Самарский филиал Физического института имени П.Н. Лебедева РАН, Россия, 443011 Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: molevich@fian.smr.ru

Кренц А.А. Самарский государственный аэрокосмический университет имени акад. С.П.Королева, Россия, 443086 Самара, Московское ш., 34; e-mail: krenz86@mail.ru

Поступила в редакцию 27 октября 2008 г., после доработки – 20 января 2009 г.

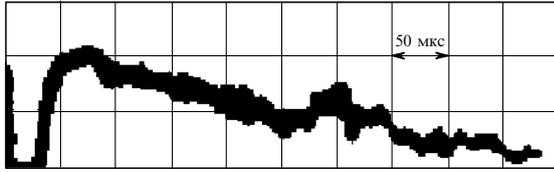


Рис.2. Оциллограмма импульса излучения СО-лазера с неустойчивым резонатором (увеличение  $M = 1.5$ ) на смеси  $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$  при  $\rho_0 = 0.5$  Амага,  $T_0 = 140$  К, мощности энерговыклада  $2.6 \text{ кВт}\cdot\text{см}^{-3}\times\text{Амага}^{-1}$  и  $\tau_p = 42$  мкс.

тонного роста температуры. Это связано с тем, что с изменением температуры изменяется показатель преломления  $n$ , а следовательно, оптическая длина  $nL$  активного элемента [14]. Ниже показано, что подобная модуляция может наблюдаться и в газовых лазерах, в частности в СО-лазере.

В импульсном СО-лазере рост температуры (рис.3,а) происходит в течение импульса накачки и последующих релаксационных процессов. Показатель преломления в газовом лазере мало зависит от температуры, его изменение определяется изменением плотности среды. Расширение рабочей среды в буферный объём приводит к уменьшению плотности среды  $\rho$ , которое сопровождается уменьшением показателя преломления  $n$  и, следовательно, изменением оптической длины среды. Последнее приводит к периодической модуляции эффективной добротности резонатора с частотой

$$\Omega(t) = \frac{4\pi L}{\lambda} \frac{dn}{d\rho} \frac{d\rho}{dt}. \quad (1)$$

Для получения частоты модуляции, соответствующей наблюдаемой экспериментальной частоте  $\Omega_{\text{exp}} \sim 10^6$  Гц, необходимо, чтобы при  $L \sim 2$  м, изменении показателя преломления  $\rho dn/d\rho \sim 2 \times 10^{-4}$  и  $\lambda \sim 5$  мкм скорость изменения плотности  $d\rho/(\rho dt)$  составляла  $\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ , что вполне реально для мощных лазеров с большим энерговыкладом и тепловыделением.

В качестве примера на рис.3 представлены экспериментальные временные зависимости температуры активной среды, оциллограммы импульса излучения СО-лазера для смеси  $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$  [7], а также расчётное изменение частоты модуляции (1). Расчет проводился для  $L = 1.7$  м и  $\rho dn/d\rho = (n - 1)\rho/\rho_0 \sim 1.4 \times 10^{-4}\rho/\rho_0$ ; значе-

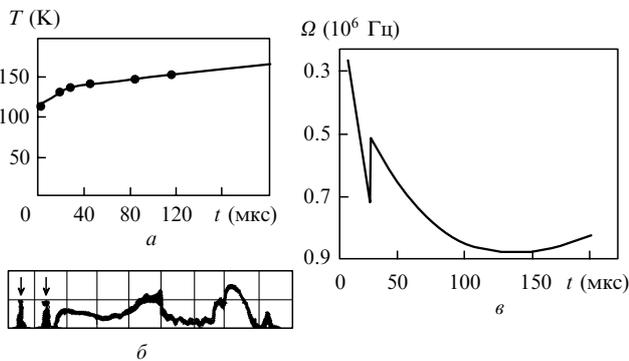


Рис.3. Изменение температуры смеси (а), оциллограмма импульса излучения СО-лазера на длине волны  $\lambda = 5.3$  мкм (б) и временная зависимость частоты его модуляции (в). Смесь  $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:9$ ,  $\rho_0 = 0.5$  Амага, энерговыклад  $210 \text{ Дж}\cdot\text{л}^{-1}\cdot\text{Амага}^{-1}$ ,  $\tau_p = 25$  мкс, развертка  $25 \text{ мкс}/\text{дел}$ . Стрелками показаны начало и конец импульса накачки.

ние  $n$  для данной смеси определялось из данных [15]. Временная зависимость плотности [16, 17]

$$\rho(t) = \rho_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \rho_0 \frac{T_0}{T} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right], \quad (2)$$

где  $\tau/c_s$ ;  $d$  – характерный поперечный размер активной среды. Формула (2) позволяет качественно описать переход от изохорического расширения к изобарическому.

Область высокочастотных временных осцилляций на рис.3,б с частотой  $\Omega_{\text{exp}} \sim 10^6$  Гц, определяемой визуально по периоду осцилляций, соответствует времени  $100 - 170$  мкс после начала импульса накачки. Видно, что она хорошо коррелирует с соответствующей областью высоких частот на рис.3,в.

Глубина модуляции добротности резонатора определяется отношением межмодового расстояния к ширине линии излучения. Чем меньше мод резонатора расположено в пределах ширины линии генерации, тем резче падает усиление при переходе с одной моды на другую. Поэтому увеличения глубины модуляции следует ожидать при уменьшении давления смеси (уменьшается ширина линии) и при уменьшении апертуры (уменьшается число поперечных мод). Известно, что с ростом глубины модуляции потерь возможно возникновение пикового режима генерации, а также хаотической генерации по сценарию удвоения периода [14].

Кроме того, на амплитуду высокочастотных осцилляций оказывает влияние величина отношения  $\Omega/\Omega_r$ , где  $\Omega_r = [(A - 1)/t_{\text{inv}}t_{\text{ph}}]^{1/2}$  – частота релаксационных колебаний [14]. Здесь  $A$  – нормированный на коэффициент поглощения безразмерный параметр накачки, учитывающий накачку электронным ударом и все процессы колебательной релаксации, увеличивающие инверсную населённость уровней на рассматриваемом переходе;  $t_{\text{inv}}$  – время релаксации инверсной населённости;  $t_{\text{ph}}$  – время жизни фотона в резонаторе. Модуляция будет эффективнее при выполнении резонансного условия  $\Omega \sim \Omega_r$ . Для типичных условий в  $\text{CO} - \text{N}_2$ -лазерах большого давления ( $\sim 100 \text{ Тор}$ ) с селективными резонаторами  $\Omega_{\text{exp}} \sim 10^6$  Гц,  $1/t_{\text{inv}} \sim 5 \times 10^5 \text{ Гц}$ ,  $\Omega_r \sim 10^7$  Гц, поэтому амплитуда осцилляций в таких лазерах незначительна.

Из вышесказанного следует, что при прочих равных условиях высокочастотная модуляция в гелийсодержащих смесях должна наблюдаться раньше, чем в смесях  $\text{CO} - \text{N}_2$ . Это связано с более быстрым переходом в среде с большей скоростью звука (т. е. с более лёгкими молекулами) от изохорического режима расширения к изобарному. Кроме того, в гелийсодержащих смесях амплитуда высокочастотных осцилляций будет больше, т. к. релаксационная частота в них меньше и, следовательно, отношение  $\Omega/\Omega_r$  ближе к единице. Это качественно соответствует оциллограммам импульсов излучения СО-лазеров на гелийсодержащей смеси (рис.1,а) и на смеси, не содержащей гелия (рис.1,б): профиль импульса излучения в гелийсодержащей смеси имеет более изрезанную и нерегулярную форму.

Таким образом, рассмотренный механизм возникновения высокочастотных осцилляций может быть существенным и заслуживает дальнейшего изучения. Его следует принимать во внимание при изучении временных характеристик мощных импульсных газовых лазеров с большим тепловыделением.

Работа выполнена в рамках НИР № ГР 01200805605.

1. Rich J.W. *J. Appl. Phys.*, **42**, 2719 (1971).
2. Rockwood S.D., Brau J.E., Proctor W.A., Canavan G.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 120 (1973).
3. Mann M.M. *AIAA J.*, **14**, 549 (1976).
4. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Ионин А.А., Казакевич В.С., Ковш И.Б., Полегаев Н.Л. *Квантовая электроника*, **6**, 1208 (1979).
5. Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б., Микрюков А.Н. *Квантовая электроника*, **10**, 1049 (1983).
6. Изюмов С.В. *Канд. дис.* (М., МФТИ, 1984).
7. Казакевич В.С. *Канд. дис.* (М., ФИАН, 1985).
8. Долина В.И., Ковш И.Б., Пятахин М.В., Урин Б.М. *Квантовая электроника*, **12**, 1582 (1985).
9. Казакевич В.С., Морозов К.В., Петров А.Л., Попков Г.Н. *Изв. Самарского научного центра РАН*, № 1, 27 (1999).
10. Ионин А.А., Климачев Ю.М., Конев Ю.Б., Курносов А.К., Напартович А.П., Сеницын Д.В., Терехов Ю.В. *Квантовая электроника*, **30**, 573 (2000).
11. Billing G.D., Coletti C., Kurnosov A.K., Napartovich A. P. *J. Phys. B*, **36**, 1175 (2003).
12. Cacciatore M., Kurnosov A., Napartovich A., Shnyrev S. *J. Phys. B*, **37**, 3379 (2004).
13. Ветошкин С.В., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Козлов А.Ю., Котков А.А., Рулев О.А., Селезнев Л. В., Сеницын Д.В. *Квантовая электроника*, **37**, 111 (2007).
14. Ханин Я.И. *Основы динамики лазеров* (М.: Наука, 1999).
15. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоиздат, 1991).
16. Акишев Ю.С., Демьянов А.В., Кочетов И.В., Напартович А.П., Пашкин С.В., Пономаренко В.В., Певгов В.Г., Подобедов В.Б. *ТВТ*, **20**, 818 (1982).
17. Басов Н.Г., Ионин А.А., Климачев Ю.М., Котков А.А., Курносов А.К., МакКорд Дж. Е., Напартович А.П., Селезнев Л. В., Сеницын Д.В., Хагер Г.Д., Шнырёв С.Л. *Квантовая электроника*, **32**, 404 (2002).