

В [15] экспериментально исследовались радиационные волны, распространяющиеся от преграды в гелии высокой плотности. В этом одноатомном газе отсутствует прогреваемый слой типа «волны диссоциации», а сжатие в ударной волне меньше, чем в воздухе, поэтому удалось четко зафиксировать ударную волну, оторвавшуюся от плазменного фронта. Скорости ударной и радиационной волн близки к вычисляемым по теории режима «выталкивания» [4]. Что же касается небольших искажений поверхности фронта, которые и вдали от порога световой детонации наблюдались в опытах [15], то в настоящее время не ясно, вызваны ли они самопроизвольной турбулизацией фронта или просто акустическими возмущениями, распространяющимися в плазме. В заключение отметим, что радиационные волны в различных газах представляют собой весьма интересное физическое явление и целесообразно проведение его дальнейшего экспериментального исследования, а также дополнительного теоретического анализа с учетом ряда новых факторов, в частности эффектов неравновесности.

Приносим благодарность Л. П. Маркеловой, В. В. Новиковой за помощь в расчетах.

*Поступила в редакцию
6/II 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. В. Бункин, В. И. Конов и др. Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, 609.
2. Ю. П. Райзер. ЖЭТФ, 1970, 58, 2127.
3. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М., Наука, 1977.
4. И. В. Немчинов. Канд. дис. М., ИХФ, 1970.
5. В. И. Бергельсон, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов. ПМТФ, 1974, 4, 22.
6. В. И. Бергельсон, А. П. Голубь и др.— В сб.: Квантовая электроника, № 4 (16). М., Сов. радио, 1973.
7. И. В. Авлова, Л. М. Биберман и др. Оптические свойства горячего воздуха. М., Наука, 1970.
8. И. В. Немчинов. ПММ, 1970, 34, 706.
9. Л. П. Маркелова, И. В. Немчинов и др. ФГВ, 1979, 15, 37.
10. И. В. Немчинов, А. И. Петрухин и др. Докл. АН СССР, 1979, 244, 877.
11. Н. Н. Козлова, И. Э. Маркович и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 1930.
12. И. Э. Маркович, А. И. Петрухин и др. ФГВ, 1979, 15, 30.
13. А. Е. Берчепко, А. П. Соболев, Б. Т. Федюшин. Квантовая электроника, 1979, 6, 1546.
14. А. В. Бессараб, Г. В. Долгалева и др. Физика плазмы, 1979, 5, 558.
15. И. В. Немчинов, А. И. Петрухин и др. Докл. АН СССР, 1979, 247, 1368.

ИЗМЕРЕНИЕ СРЕДНЕГО КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ АКТИВНОЙ СРЕДЫ СО-ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ СЕРОУГЛЕРОДНОГО ПЛАМЕНИ

*В. А. Дудкин, А. Ю. Кедров, В. Б. Рухин,
С. П. Санников*

(Москва)

Коэффициент усиления активной среды лазера является важным параметром, позволяющим делать оценки оптимальных размеров активной среды, коэффициента отражения зеркал резонатора, энергетических характеристик лазера и т. п. Для молекулярных СО-лазеров характерно большое число рабочих колебательно-вращательных переходов, частоты

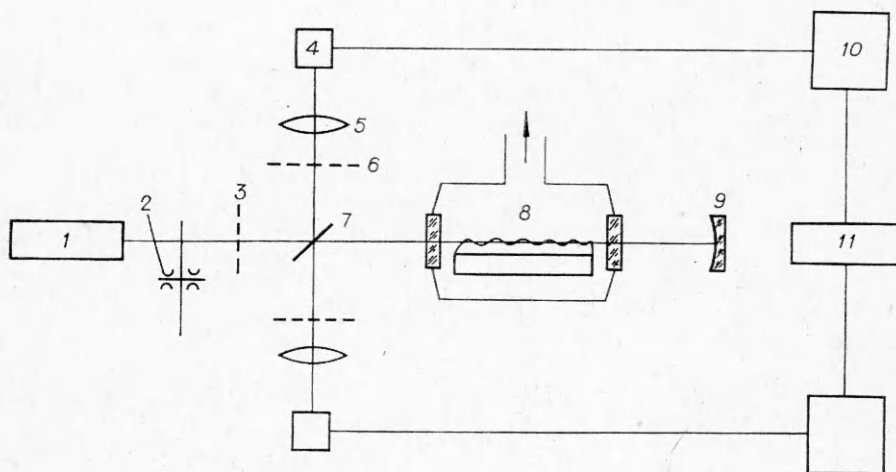


Рис. 1.

которых лежат в спектральной области 5—6 мкм [1], а величины сечений усиления различны. При наличии многих частот в полосе усиления измерение усиления с помощью лазера, просвечивающего активную среду, дает погрешности двоякого рода: с одной стороны, ввиду наличия порогового значения коэффициента усиления лазерное излучение имеет место обычно на переходах с наибольшим усилением, так что измерение может привести к завышению средней величины коэффициента усиления; с другой стороны, модовый состав лазерного излучения может приводить к расстройке частоты зондирующего излучения относительно максимума усиления на рабочих переходах, что приводит к уменьшению усиления. Можно полагать, что при наличии многих слагаемых эти погрешности компенсируют друг друга, так что результирующее усиление сигнала с широким спектром мало отличается от среднего. Кроме того, возникает разброс результатов измерений, связанный с нестабильностью параметров активной среды (флуктуации давления, состава рабочей смеси) и с нестабильностью зондирующего излучения.

Методика просвечивания активной среды лазерным излучением, полученным от аналогичной активной среды, использовалась в настоящей работе для измерения среднего коэффициента усиления активной среды химического СО-лазера непрерывного действия на основе сероуглеродного пламени.

В данных экспериментах специальных мер для повышения стабильности не предпринималось, что, на наш взгляд, и лимитировало точность полученных результатов. Ранее коэффициент усиления данной активной среды измерялся лишь на отдельных переходах: в работе [2] для вращательных компонент $P(12) \rightarrow P(14)$ колебательных переходов $10 \rightarrow 9$, $9 \rightarrow 8$, $8 \rightarrow 7$ получен коэффициент усиления $\alpha = 0,33 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, а в работе [3] для перехода $P(15)8 \rightarrow 7$ $\alpha = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Можно также упомянуть об измерениях усиления в активной среде электроразрядного СО-лазера [4]. Полученные значения на отдельных колебательно-вращательных переходах менялись от $0,7 \cdot 10^{-3}$ до $2,7 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Эксперименты проводились на установке, схема которой приведена на рис. 1. Зондирующим излучателем являлся химический СО-лазер непрерывного действия 1, имевший следующие рабочие параметры: давление рабочей среды 15—17 торр, длина активной среды 30 см, расстояние между зеркалами резонатора 160 см. Одно зеркало резонатора

Частота, см ⁻¹	Квантовое число		Частота, см ⁻¹	Квантовое число		Частота, см ⁻¹	Квантовое число	
	верхний колебательный уровень	нижний вращательный подуровень (P-ветвь)		верхний колебательный уровень	нижний вращательный подуровень (P-ветвь)		верхний колебательный уровень	нижний вращательный подуровень (P-ветвь)
1805,3	11	20	1851,5	9	21	1889,4	7	24
1809,6	11	19	1855,7	9	20	1893,6	7	23
1813,9	11	18	1864,3	8	24	1898,0	7	22
1822,4	10	22	1868,5	8	23	1910,9	6	25
1826,4	10	21	1872,6	8	22	1915,2	6	24
1834,8	10	19	1885,5	7	25	1919,5	6	23
1847,4	9	22						

имело сферический радиус кривизны $R = 300$ см и плотное золотое покрытие, другое зеркало — плоское с напыленным диэлектрическим покрытием на флюоритовой подложке (коэффициент отражения 97—98%). В экспериментах использовалось смешение потоков реагентов. Окислителем служила предварительно заготовленная смесь N_2O-O_2 в молярной пропорции 1:5. Ранее показано, что такой состав окислителя близок к оптимальному [5]. Расход CS_2 составлял 0,053 г/с, расход окислителя — 0,31 г/с, мощность лазерного излучения не превышала 0,2 Вт.

Излучение лазера 1 модулировалось обтюратором 2 с частотой 8 Гц и посредством плоской пластинки из флюорита 7 расщеплялось на два луча, один из которых линзой 5 из фтористого лития фокусировался на фотоприемник БСГ-2 4, дававший опорный сигнал. Другой луч проходил через флюоритовое окно в вакуумную камеру длиной 75 см, внутри которой находилась исследуемая активная среда 8, затем после выхода из камеры отражался стоящим снаружи зеркалом 9 с золотым покрытием (радиус кривизны 500 см) для компенсации расходимости лазерного луча. После второго прохода через активную среду луч отражался от пластинки 7 и другой линзой из LiF фокусировался на другой приемник БСГ-2. Для устранения влияния отражения от поверхностей оптических элементов в одном канале на сигнал по другому каналу, а также для подбора рабочих величин сигналов использовались сеточные ослабители 3, 6. Сигналы с приемника 4 усиливались с помощью усилителей типа У4-1 10 и одновременно записывались на бумажной ленте многоканального скоростного самописца Н303 11 со скоростью 12,5 мм/с, которая позволяла регистрировать отдельные периоды модуляции излучения. Информацию об усилении давало сравнение амплитуд сигналов. В опытах фиксировалось также изменение амплитуды сигнала от зондирующего луча при перемещении активной среды относительно исходного положения в вертикальном направлении или в отсутствие активной среды. Эксперименты с диафрагмированием зондирующего луча и регистрацией его мощности показали, что в области активной среды его диаметр не превышает 1 см.

Давление среды в вакуумной камере с активной средой 8 во время экспериментов поддерживалось равным давлению среды в лазерной установке 1. Расходы реагентов через горелку составляли: сероуглерод — $(55 \pm 5) \cdot 10^{-3}$ г/с, смесь N_2O-O_2 (молярная пропорция 1:5) — $0,75 \pm 0,05$ г/с. Более подробное описание вакуумной камеры приведено в [6].

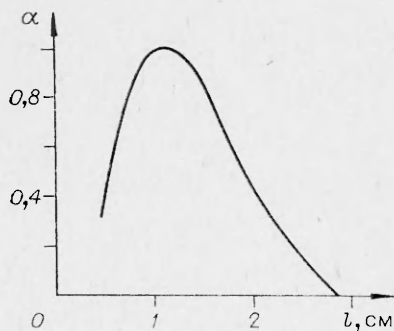


Рис. 2.

В предварительных экспериментах получены спектры генерации, даваемые зондирующим лазером. Спектры сняты с помощью монохроматора модели SPM-2 производства ГДР с использованием в качестве диспергирующего элемента дифракционной решетки с 100 штр/мм. Решетка работала во втором порядке. Полученные спектры хорошо воспроизводились по частотам, относительные интенсивности отдельных переходов менялись в 2—3 раза. В таблице приводятся наблюдаемые частоты и идентификация наблюдаемых переходов. При идентификации

исходили из того, что температура сероуглеродного пламени составляет 1200—1300 К, а также из данных о спектре [3]. Сняты также спектры генерации при использовании активной среды длиной 75 см. Как и следовало ожидать, они содержали большее число компонентов — более тридцати. Полоса генерации находилась в спектральном интервале 5,0—5,6 мкм, в то время как для зондирующего лазера — 5,2—5,5 мкм. Переходы, наблюдаемые в спектре зондирующего лазера, за исключением 2—3 линий, наблюдались и в спектрах генерации активной среды. Однако, поскольку в разных спектрах обычно отсутствовали различные линии, это отсутствие можно объяснить настройкой резонаторов.

Контрольные эксперименты, когда в один из каналов сравнения вставлялась прозрачная пластинка, френелевское отражение на гранях которой создавало ослабление интенсивности, показали, что надежно можно регистрировать 10%-ные изменения амплитуды сигнала. Эксперименты с изменением положения горелки относительно зондирующего луча обычно имели вид кривой с максимумом. На рис. 2 показана одна из полученных зависимостей. По оси абсцисс отложено расстояние от кромки стабилизатора пламени на горелке до центра зондирующего луча по вертикали, по оси ординат — усиление в относительных единицах. Обычно максимум усиления наблюдался на расстоянии 1—1,5 см от стабилизатора, и на расстоянии 3 см усиления практически не было. Величина коэффициента усиления рассчитывалась по формуле

$$\alpha = 1/2l [\ln (I_1/I_2) - \ln (I_{10}/I_{20})],$$

где $l = 75$ см — длина активной среды; I_1 — сигнал, полученный при прохождении луча через активную среду; I_2 — опорный сигнал в тот же момент времени; I_{10} — сигнал по первому каналу, полученный в отсутствие усиления; I_{20} — опорный сигнал, записываемый одновременно. Обычно подбирались такие условия, чтобы $I_{10}/I_{20} \approx 1$, при обработке выбирались участки с постоянной интенсивностью зондирующего луча, измерения усреднялись по 10 периодам, что соответствует времени 1,25 с. Величина коэффициента усиления в максимумах наблюдаемых зависимостей (см. рис. 2) менялась в различных опытах, что, по нашему мнению, связано с нестабильностью зондирующего излучения, которая может проявляться в виде нестабильности спектрального состава луча, а также в виде изменения его пространственной структуры при флуктуациях модового состава. Конкретные значения $\alpha_{\max} \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ составляли: 0,8; 1,6; 3,8; 1,3; 0,4; 1,9; 3,0; 3,5. Средняя величина $\alpha = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ совпадает с результатом работы [3] и близка к значению коэффициента усиления электроразрядного лазера [4].

Полученные результаты свидетельствуют о различии распределения молекул СО по колебательным уровням в активных средах химического и электроразрядного СО-лазеров. Оценки показывают, что в

зондируемой активной среде химического лазера в данных опытах даже при 100%-ном превращении молекул CS_2 в молекулы CO концентрации CO в зоне химической реакции с $T = 1200 \text{ K}$ не превышает $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Концентрация молекул CO в активной среде электроразрядного CO -лазера обычно выше и составляет $(1 \div 3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а температура газовой среды не превышает 400 K для лазеров, охлаждаемых проточной водой, и 200 K — для лазеров с охлаждением жидким азотом [14].

Различие температур активных сред приводит к различию максимальных значений сечения усиления на рабочих переходах, поскольку при концентрациях частиц в среде порядка 10^{17} см^{-3} уширение спектральных линий из-за соударений частиц сравнительно невелико, и доплеровское уширение оказывает заметное влияние на форму спектральных линий. Ограничиваясь оценками, можно полагать, что для химического CO -лазера сечения усиления на рабочих переходах в 1,5—2 раза ниже, так как доплеровское уширение растет как $T^{1/2}$. Отсюда можно сделать вывод о том, что величина инверсной заселенности молекул CO в активной среде химического лазера того же порядка и, может быть, даже выше инверсной заселенности на рабочих переходах электроразрядных CO -лазеров, упомянутых в [4].

Поступила в редакцию
11/XII 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Справочник по лазерам. Под ред. А. М. Прохорова. М. Советское радио, 1978.
2. N. Djeu, H. S. Pilloff, S. K. Searles. Appl. Phys. Lett., 1971, 18, 538.
3. M. J. Linevsky, R. A. Carabetta. Appl. Phys. Lett., 1973, 22, 288.
4. Н. Н. Соболев, В. В. Соколов. — В сб.: Квантовая электроника, № 4 (10). М., Сов. радио, 1972.
5. В. А. Дудкин, В. Б. Либрович, В. Б. Рухин. ФГВ, 1978, 14, 1.
6. В. А. Дудкин, В. Б. Либрович, В. Б. Рухин. — В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Черногоровка, 1977.

О НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЕ ПРОЦЕССА ИНИЦИИРОВАНИЯ ДЕТОНАЦИИ В ПРЕССОВАННОМ ТРОТИЛЕ

Ю. М. Балинец, И. А. Карпухин
(Москва)

В настоящее время признан очаговый механизм возбуждения детонации ударными волнами (УВ) небольшой интенсивности в физически неоднородных твердых взрывчатых веществах (ВВ). Однако причины возникновения очагов химической реакции, время и место их зарождения, размеры очагов и их концентрация, развитие реакции в очаге, взаимодействие очагов и другие вопросы, важные для понимания механизма инициирования химической реакции УВ, до сих пор остаются открытыми. К сожалению, экспериментально трудно исследовать микромеханизм зарождения и развития очагов быстрых химических реакций, поэтому до сего времени доступна лишь косвенная информация, получаемая различными интегральными методами.

Широко распространенные методы определения критических параметров УВ, вызывающих инициирование химического превращения ВВ, способного при определенных условиях усилить распространяющийся