

ЧЕТЫРЕХЧАСТОТНАЯ СТРУКТУРА ИМПУЛЬСА CO₂-ЛАЗЕРА

В. В. Березовский, Ю. А. Быковский, Н. А. Блинов
и А. Н. Ремизов

Известно, что колебательно-вращательная структура спектра молекулы CO₂ позволяет получать лазерную генерацию на частотах, соответствующих *P*- и *R*-ветвям колебательных переходов 00⁰1—10⁰ и 00⁰1—02⁰. Селекцию соответствующих частот можно производить призмой [1], дифракционной решеткой [2], интерферометром Фабри—Перо [3], помещенными в резонатор лазера. Решетка и интерферометр производят глубокую селекцию, позволяя получать генерацию лишь на одной из вращательных компонент; дисперсия призмы (обычно NaCl, KBr) в области 10 мкм мала, но она может быть достаточной для разрешения колебательной структуры. Обычно генерация CO₂-лазера производится на какой-либо фиксированной частоте с перестройкой

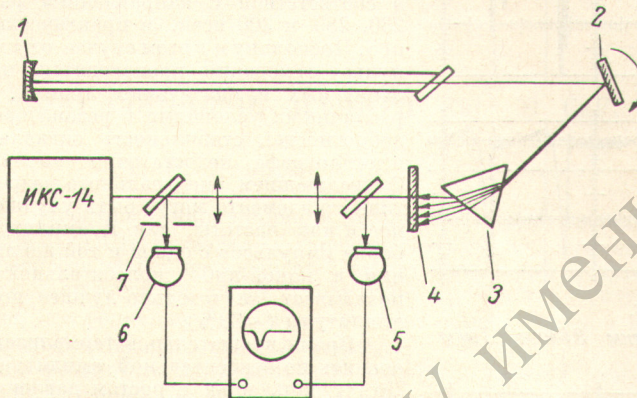


Рис. 1. Схема установки.

излучения по колебательно-вращательному спектру за счет внешней юстировки селективного элемента.

В данной работе представлено исследование формы и спектра импульса излучения лазера, у которого за время каждого импульса производится автоматическая перестройка генерации последовательно на колебательных линиях с длинами волн 9.3, 9.6, 10.3 и 10.6 мкм. Такая временная развертка спектра импульса возможна при сочетании вращающегося зеркала как модулятора добротности резонатора и призмы, помещенной внутри резонатора.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Резонатор лазера длиной 2 м состоял из зеркал 1 (100% отражения, R=5.6 м) и 4 (пластина из NaCl, напыленная слоем теллура $\sim \lambda/4$, отражение 70%). Модуляция добротности производилась зеркалом 2, вращающимся с частотой $\nu=40\div 200$ гц. Призма с преломляющим углом 68° устанавливалась между модулятором и выходным зеркалом в положении наименьшего отклонения. Такое расположение ее отвечало углу Брюстера на ее гранях. С базой 5 см и диаметром каустики резонатора 0.5 см угловая дисперсия призмы 2° мкм⁻¹ обеспечивала надежное разрешение спектральных компонент с $\Delta\lambda=0.3$ мкм. Фотодетектор Ge-Au 5 использовался для запуска развертки осциллографа. Регистрация излучения производилась фотоспротивлением Ge-Hg 6, имеющим плато чувствительности в диапазоне 8÷12 мкм. Быстродействие детектора не хуже 100 нсек. с нагрузкой 50 ом. Исследование спектрального состава импульса производилось спектрографом ИКС-14. Давление смеси CO₂-N₂-He (оптимальное соотношение компонент 1 : 4 : 5) в кювете с продольным разрядом изменялось от 2 до 20 тор. Затвор 7 позволял наблюдать одиночные импульсы.

Включение добротности и генерация последовательно на длинах волн в области 9.3, 9.6, 10.3 и 10.6 мкм при каждом обороте зеркала в направлении, указанном на рис. 1, обеспечивалось за счет дисперсии призмы. Временная развертка спектра импульса приведена на рис. 2. Интервал между компонентами импульса Δt зависит от ν и от дисперсии призмы. Можно показать, что для призмы с углом 68° при вершине

$$\Delta t = \frac{1.56}{2\pi\nu} \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda.$$

При изменении ν от 40 до 200 гц Δt между компонентами 9.3 и 10.6 мкм изменялось от 70 до 10 мсек. Соотношение времени между соседними компонентами 1 : 2 : 1.3 сохранялось постоянным.

В CO_2 -лазерах подобной конструкции время накопления инверсии составляет $0.5 \cdot 10^{-3}$ сек. [4]. Следовательно, генерация компонент, отстоящих друг от друга на интервал $\Delta t = 2-15$ мксек., связана не с восстановлением инверсии за этот интервал, а со скоростью вращательной термализации уровня $00^{\circ}1$. Эта скорость зависит от давления смеси и определяет вращательную структуру компонент импульса. Так, при давлении $P=2$ тор на временной развертке наблюдается от 3 до 5 вращательных линий в каждой компоненте (рис. 2, а). Судя по этой развертке, в спектре присутствуют как ближайшие друг к другу линии с интервалом $\Delta\lambda = 0.02$ мкм [6], так и дальние, отстоящие друг от друга на 2-3 интервала. От импульса к импульсу интенсивность в них распределяется случайным образом, в силу чего их контур, записанный на ИКС-14 с постоянной времени 3 сек., имеет достаточно гладкую форму. Число линий N сохраняется постоянным для всех значений ν .

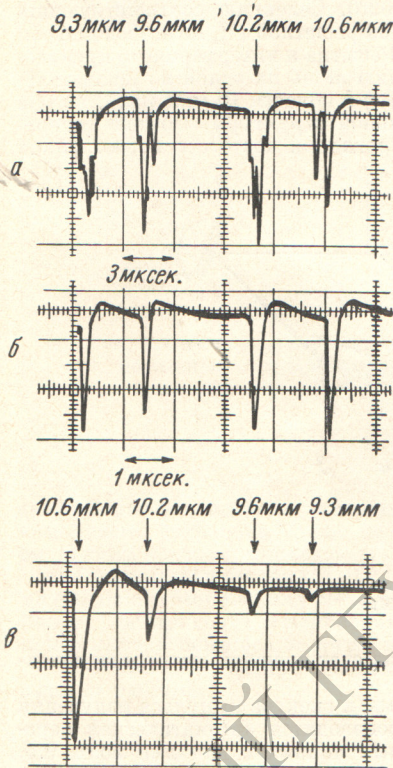


Рис. 2. Временная развертка спектра импульса.

ждать, что это время отвечает времени вращательной термализации уровня $00^{\circ}1$ при этих давлениях смеси. Такую же скорость термализации показывает люминесцентный анализ [6, 7] и исследование парциального усиления чистого CO_2 на линиях $P(22) \div P(38)$ [8], отвечающих вращательным уровням $J=21-37$ колебательного состояния $00^{\circ}1$. Авторы последней работы полагают, что эти уровни связаны между собой в меньшей мере, чем с уровнем $J=19$. Перекачка возбуждения на него с остальных уровней происходит гораздо быстрее (за ~ 20 нсек.). В силу этого линия $P(20)$ имеет наибольшее усиление.

Это обстоятельство хорошо объясняет нестабильность сигнала на экране осциллографа в установке описываемого типа: в тех импульсах, где присутствуют ветви $P(20)$ [а также $R(18)$], преимущественная генерация устанавливается на них, и амплитуды остальных компонент падают. В отсутствие этих линий все компоненты достаточно хорошо выровнены.

В данной установке было использовано последовательное возрастание усиления лазерной среды при сканировании спектра от 9.3 до 10.6 мкм: развитие генерации с наиболее слабой линией не приводит к полному выеданию инверсии при излучении на этой линии. Такие условия генерации создаются за счет вращения зеркала модулятора в направлении, указанном на рис. 1. При обратном вращении зеркала добротность резонатора включается в первую очередь на компоненте 10.6 мкм. Она интенсивно забирает инверсию на себя, и амплитуды остальных компонент резко падают (рис. 2, в).

Очевидно, что число последовательных компонент в импульсе CO_2 -лазера может быть увеличено, например при использовании вращающейся дифракционной решетки в качестве модулятора добротности. При относительно небольших давлениях смеси можно получить $50 \div 60$ линий на всем колебательном спектре молекулы CO_2 .

Повышение давления обуславливает увеличение скорости термализации и появление конкуренции вращательных переходов. При $P=5 \div 6$ тор N сокращается до $1 \div 3$, а при $P \geq 10 \div 12$ тор в генерации остается лишь по одной вращательной линии в каждой колебательной компоненте (рис. 2, б). Их длительности $\Delta\tau$ составляют в соответствии с направлением развертки 300, 230, 280 и 200 нсек. и практически не зависят от ν . Поскольку и в этом случае от импульса к импульсу генерация производится на различных одиночных вращательных линиях, обладающих различными условиями в резонаторе (усиление и добротность), стабильность сигнала на экране осциллографа недостаточно высокая ($\sim 50\%$). С увеличением спектрального разрешения селективного элемента могут быть улучшены стабильности как частоты, так и амплитуды. Так, выборка импульсов с одной и той же линией генерации в какой-либо колебательной компоненте показывает значительно лучшее постоянство ее амплитуды ($\sim 20\%$).

Время вращательной термализации τ можно оценить по относительной амплитуде компонент. До тех пор, пока с ростом давления τ остается больше $\Delta\tau$, отношение амплитуд не изменяется: в этом случае не происходит преимущественная перекачка инверсии в генерацию на первой же компоненте (9.3 мкм). Когда же τ становится меньше $\Delta\tau$, за время генерации этой компоненты инверсия может существенно уменьшиться. Учитывая, что ее восполнение происходит достаточно медленно (за $0.5 \cdot 10^{-3}$ сек.), можно ожидать, что амплитуды последующих компонент начнут падать.

Такое распределение амплитуд начинает проявляться при $P \geq 10 \div 12$ тор. Поскольку «выедание» инверсии происходит за $\Delta\tau = 300$ нсек. (длительность компоненты 9.3 мкм), можно утвер-

- [1] P. H. Lee, M. L. Skolnik. IEEE J. Quant. Electron, QE-3, № 1, 609, 1967.
 [2] C. Meyer, P. Pinson, C. Rossetti, P. Rachewitz. Canad. J. Phys., 47, 2565, 1969.
 [3] Ю. Н. Громов, В. П. Тычинский, Н. Ш. Хайкин, В. П. Харьков. ПТЭ, № 3, 183, 1971.
 [4] M. A. Kovacs, G. W. Flinn, A. Javan. Appl. Phys. Lett., 8, 62, 1966.
 [5] А. Л. Микаэлян, А. Л. Коровицын, Л. В. Наумова, С. М. Арсеньева. Радиотехника и электроника, 14, 111, 1969.
 [6] G. W. Flinn, L. O. Kosker, A. Javan, M. A. Kovacs, C. K. Rhoades. IEEE J. Quant. Electron, QE-2, № 9, 378, 1966 (Перевод сб. «Газовые лазеры», ред. Н. Н. Соболев. Изд. «Мир», 1968).
 [7] P. K. Cheo. J. Appl. Phys., 38, 3563, 1967.
 [8] P. K. Cheo, R. L. Abrams. Appl. Phys. Lett., 14, 47, 1969.

Поступило в Редакцию 20 июня 1972 г.

УДК 539.184.548.0

О СПИНОВОЙ ПАМЯТИ Eu^{2+} В CaF_2

А. В. Комаров и С. М. Рябенко

Изучение магнитного циркулярного дихроизма люминесценции (МЦДЛ) Eu^{2+} в CaF_2 на линии 4130 \AA [1] позволило установить, что возбужденное состояние $^4\Gamma_8$ характеризуется распределением населенностей между спиновыми подуровнями, соответствующим более высокой спиновой температуре T_S , чем температура решетки. Замечено также, что величина T_S в $^4\Gamma_8$ -состоянии изменяется при различных типах поляризации возбуждающего света $\lambda = 3650 \text{ \AA}$.

Полученные результаты согласуются с работой [2] по эффекту Зеемана люминесцентной линии 4130 \AA , однако противоречат данным о времени T_1 спин-решеточной релаксации в $^4\Gamma_8$ -состоянии, приведенным в [3]. Согласно [3], спиновая температура $^4\Gamma_8$ -состояния должна практически соответствовать температуре решетки независимо от способа возбуждения, поскольку T_1 существенно меньше времени жизни возбужденного состояния.

Известно, что люминесцентная линия 4130 \AA соответствует резонансному переходу $^4\Gamma_8 \leftrightarrow ^8S_{7/2}$, четко проявляющемуся в поглощении. Поэтому явления резонансного перепоглощения помешали провести более точные измерения T_S в работе [1].

В связи с этим нами проведены измерения МЦДЛ на широкой колебательной полосе $\lambda = 4200 \text{ \AA}$, соответствующей переходам с подуровней $^4\Gamma_8$ -состояния на колебательные подуровни основного состояния. Измерения проводились при $T = 1.7^\circ \text{ K}$ в магнитных полях до 4000 э . Применялась методика, описанная в [1], с добавлением вращающейся фазовой пластинки в четверть длины волны. Сигнал на удвоенной частоте вращения пластинки, который измерялся регистрирующей системой, пропорционален при этом

$$\frac{I_{H \neq 0}^{\sigma^+} - I_{H \neq 0}^{\sigma^-}}{I_{H=0}^{\sigma^+} + I_{H=0}^{\sigma^-}} = \frac{\Delta I_{H \neq 0}^{\sigma^+} - \Delta I_{H \neq 0}^{\sigma^-}}{I_{H=0}^{\sigma^+} + I_{H=0}^{\sigma^-}} =$$

$$= \frac{\sum_{ij} W_{ij}^{\sigma^+} [N'_{i(H \neq 0)} - N'_{i(H=0)}] - \sum_{ij} W_{ij}^{\sigma^-} [N'_{i(H \neq 0)} - N'_{i(H=0)}]}{\sum_{ij} W_{ij}^{\sigma} N'_{i(H=0)}}, \quad (1)$$

где $\Delta I_{H \neq 0}^{\sigma} = I_{H \neq 0}^{\sigma} - I_{H=0}^{\sigma}$ — изменение интенсивности σ^{\pm} -поляризованной компоненты люминесценции $\lambda = 4200 \text{ \AA}$ при увеличении магнитного поля от нуля до величины $H \neq 0$, W_{ij} — вероятности зеемановских переходов люминесценции $\lambda = 4200 \text{ \AA}$ с i -го уровня $^4\Gamma_8$ -состояния на электронно-колебательный подуровень, образованный комбинацией колебания с j -м спиновым подуровнем $^8S_{7/2}$ -состояния, $N'_{i(H=0)}$ и $N'_{i(H \neq 0)}$ — населенности i -х магнитных подуровней $^4\Gamma_8$ -состояния при $H=0$ и $H \neq 0$ соответственно.

Учитывая полносимметричный характер данных колебаний, мы предположили, что вероятности переходов W_{ij} для зеемановских компонент электронно-колебательного перехода люминесценции пропорциональны соответствующим вероятностям для чисто электронного перехода, приведенным в [4]. Населенности вычислялись для разных значений T_S в $^4\Gamma_8$ -состоянии: $N'_{i(H \neq 0)} = e^{-E_i/kT_S} \sum_i N'_i / \sum_i e^{-E_i/kT_S}$. Значе-