

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ ИК ДИАПАЗОНА

Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, А. Ф. Сучков

1. В настоящее время проблема мощных перестраиваемых лазеров ИК диапазона приобрела особую актуальность в связи с проведением работ по стимулированию химических реакций лазерным излучением [1], возможностью применения лазеров в молекулярной спектроскопии, молекулярной биологии и т. п. Однако, перестраиваемых лазеров ИК диапазона, обладающих нужными характеристиками, фактически не существует; например, работающие в этом диапазоне перестраиваемые импульсные полупроводниковые лазеры имеют низкую (десятки ватт) выходную мощность. Газовые лазеры ИК диапазона на молекулярных газах отмечаются высоким КПД (до 40%), мощностью ($\sim 10^3$ вт в непрерывном режиме, $\sim 10^6$ вт в импульсном) и по этой причине являются привлекательными для применения в химии, биологии и спектроскопии. В настоящей работе предлагается метод создания плавно перестраиваемых в широком (порядка частоты генерации) диапазоне частот мощного СО-лазера. Метод основан на возможности возбуждения колебательно-вращательных переходов ангармонической молекулы, при давлениях достаточно высоких (~ 10 атм) для плавной перестройки частоты генерации между перекрывающимися вследствие ударного уширения вращательно-колебательными полосами молекулы. Возможности технической реализации предлагаемого метода открывались в результате создания газовых лазеров с комбинированным возбуждением [2], давление рабочего газа которых может составлять десятки атмосфер.

2. Особенностью активных сред лазеров на ангармонических молекулах является существенное отличие от Больцмановского распределения молекул по энергиям. Оказывается, что ангармоничность коле-

баний является благоприятным фактором для получения отрицательных температур на верхних колебательных уровнях [3]: лазер излучает в целом ряде колебательных полос, простирающихся, например, в CO-лазере до ≈ 15 [4]. Из-за ангармонизма частоты переходов отличны друг от друга, и поэтому при малых давлениях газа спектр генерации дискретен. Однако при уширении уровней на величину ΔE ангармонизма молекулы, спектр излучения должен стать непрерывным. Более того, оказывается, что для получения сплошного спектра достаточно уширения уровней на величину порядка вращательной постоянной молекулы, заметно меньшую энергии ΔE ангармонизма молекулы.

3. Спектр излучения или поглощения ангармонического осциллятора состоит из ряда линий, разделенных, например, в модели осциллятора Морза частотным интервалом [5]

$$\Delta \omega = \omega_{1,0} \frac{\hbar\omega_{1,0}}{2D}, \quad (1)$$

где $\omega_{1,0}$ – частота перехода $1 \rightarrow 0$, D – энергия диссоциации молекулы.

При энергии кванта $\hbar\omega_{1,0} = 0,2 \text{ эв}$ и энергии диссоциации $D = 10 \text{ эв}$ (случай, близкий к CO-молекуле), имеем $\Delta E = \hbar\Delta\omega = 2 \cdot 10^{-3} \text{ эв}$. Каждый колебательный уровень энергии сопровождается спектром вращательных уровней, возбужденных в частотном интервале $\Delta\Omega = kT/\hbar$, где T – поступательная температура газа. При $T = 100^\circ\text{K}$ ширина спектра поглощения перехода $n + 1 \rightarrow n$ становится порядка $\sqrt{BkT}/\hbar = 4 \cdot 10^{-3} \text{ эв}$. Таким образом спектры соседних колебательных переходов перекрываются, и для того, чтобы весь спектр излучения ангармонической молекулы стал непрерывным, достаточно уширить уровни энергии на величину порядка B вращательной постоянной. Для CO-лазера, например, $B \approx 4 \cdot 10^{-4} \text{ эв}$, следовательно, уширение переходов CO-молекулы до величины 10^{11} эв уже достаточно для создания непрерывной по частоте линии излучения или поглощения. Типичное значение ударного уширения переходов в молекулярных газах составляет величину $\sim 10^7 \text{ эв/моль}$. В этом случае требуемое давление газа $p \approx 10 + 15 \text{ атм}$. Линия излучения молекулы с уширенными таким образом переходами является неоднородной с шириной порядка частоты $\omega_{1,0}$ основного перехода. Характерной особенностью является высокая скорость миграции возбуждений по спектру линии. Действительно, при $p \approx 10 \text{ атм}$, время миграции между колебательными уровнями, вызванное колебательно-колебательной релаксацией, порядка $10^{-8} + 10^{-9} \text{ сек}$. Еще более короткое время ($\sim 10^{-10} \text{ сек}$) отвечает процессам вращательной релаксации (см., например, [6]). Указанные обстоятельства являются благоприятными для извлечения энергии из всего спектра неоднородно уширенной линии.

При комбинированном возбуждении достигается чрезвычайно высокая для газовых лазеров инверсия населенностей рабочих уровней. Указанное обстоятельство является следствием квадратичного с давлением увеличения плотности возбуждения рабочих уровней, в то время как скорость тушащих процессов возрастает с давлением линейно [2],

Это позволяет получить генерацию на заметно более высоких (по сравнению с обычными газоразрядными лазерами) колебательных переходах. Действительно, согласно [4] эффективная колебательная температура Θ_{n+1} между уровнями $n+1$ и n (не лежащими близко к энергии диссоциации молекулы) определяется следующим образом:

$$k\Theta_{n+1} = -(\hbar\omega_{1,0} - 2n\Delta E) \left/ \left(\frac{2n\Delta E}{kT} - \frac{\hbar\omega_{1,0}}{k\Theta_1} \right) \right.. \quad (4)$$

Условие $\Theta_{n+1} = \infty$ определяет граничный (снизу) инвертированный уровень n_{grp} ; для n_{grp} из (4) имеем: $n_{\text{grp}} = \hbar\omega_{1,0}T/2\Delta E\Theta_1$. С ростом подкачки Θ_1 растет, и n_{grp} уменьшается. С ростом Θ_1 , кроме того, температура между уже инвертированными уровнями возрастает по абсолютной величине, что эквивалентно вовлечению в генерацию более высоко лежащих переходов. Таким образом, увеличение мощности возбуждения приводит к расширению числа переходов, участвующих в генерации, и, по этой причине диапазон плавной перестройки газовых лазеров с комбинированным возбуждением на ангармонических молекулах может составить величину $\sim 20 + 30\%$ от центральной частоты излучения.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 сентября 1971 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, Е.П.Маркин, А.Н.Ораевский, А.В.Панкратов. ДАН СССР, 5, 1043, 1971.
- [2] Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, В.А.Данилычев, А.Ф.Сучков. Квантовая электроника, 3, 121, 1971; Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, В.А.Данилычев, О.М.Керимов, И.Б.Ковш, А.Ф.Сучков. Письма в ЖЭТФ, 14, 421, 1971.
- [3] C.E.Treasnor, J.W.Rich, R.G.Rehm. J.Chem. Phys., 48, 1798, 1968.
- [4] M.L.Bhaumik. Appl. Phys. Lett., 17, 188, 1970.
- [5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика, М., ФМГИЗ, 1963.
- [6] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, М., Физматгиз, 1966.