

О ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РЕЖИМА ЛАЗЕРА С ПРОТОЧНОЙ ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ СРЕДОЙ

П. Г. Григорьев, А. А. Степанов, В. А. Щеглов

УДК 621.378.33

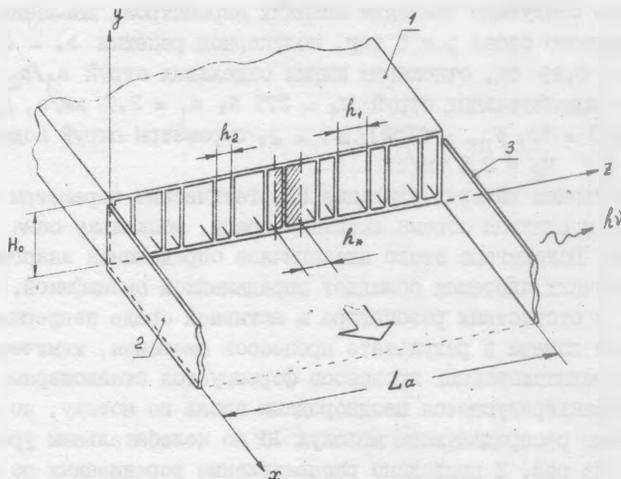
На основе решения стационарных двумерных уравнений Навье-Стокса, дополненных уравнениями химической и колебательной кинетики показано, что могут быть реализованы следующие параметры импульсно-периодического HF-лазера с модулированной добротностью: удельный энергосъем $\approx 1,5$ кВт/см², длительность импульсов $\approx 10^{-8}$ с при частоте их повторения ≈ 50 кГц.

Осуществление лазерного режима с периодически повторяющимися импульсами представляется исключительно важным для целого ряда практических приложений - разделения изотопов, управления химическими реакциями, инициирования и поддержания искрового разряда и т.д. В идеальной ситуации импульсно-периодический режим (ИПР) должен бы объединять качества, характерные для двух стандартных режимов, а именно, высокую импульсную мощность, присутствующую мощным газовым лазерам импульсного действия, и достаточно большую среднюю мощность, свойственную непрерывным лазерам. В случае ИПР второе качество должно обеспечиваться за счет высокой частоты повторения импульсов.

В химических лазерах осуществление ИПР возможно в двух вариантах. В первом из них химически активные компоненты рабочей среды предварительно перемешаны, а организация протока этой среды и периодическое включение внешнего источника инициирования реакции обеспечивают реализацию ИПР /1,2/. В целях инициирования обычно используется фотодиссоционный метод; здесь могут быть использованы также пучок ионизирующего излучения (быстрые электроны, протоны, ядерная накачка) или электрический разряд.

Во втором случае может быть использована принципиальная осо-

бенность химических непрерывных лазеров, в которых инверсная газовая среда формируется непосредственно в процессе смешения химически активных струй. Модулируя с необходимой частотой добротность резонатора или входной сигнал в усилителе, можно осуществить автономный импульсно-периодический лазер без внешнего источника иницирования.



Р и с. I. Упрощенная схема HF-лазера диффузионного типа. I - основной блок; 2,3 - зеркала резонатора

Цель данной работы сводится к оценке энергетических возможностей импульсно-периодического химического лазера с модулированной добротностью. Конкретные оценки относятся к проточному химическому HF-лазеру на "холодной" реакции



Сверхзвуковая установка такого лазера включает большой набор малогабаритных плоскопараллельных сопел с чередующимися струями окислителя ($F + He$) и горючего (H_2) - см. рис. I. В целях наработки атомов фтора в газогенераторном блоке обычно используется процесс горения $\alpha F_2 + D_2 \rightarrow 2DF + (\alpha - 1)F_2$. В области резонатора

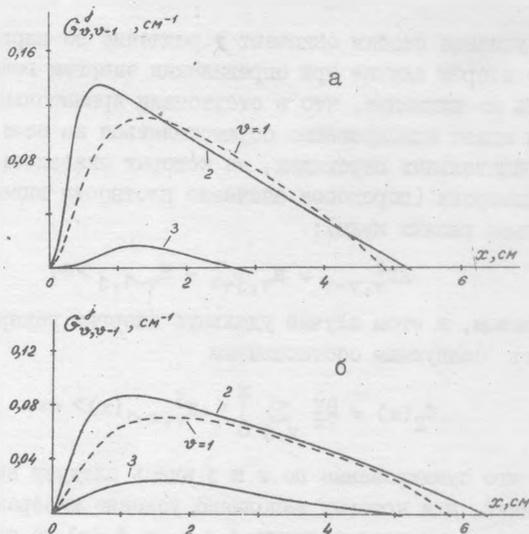
происходит смешение струй, в процессе которого образуется активная среда в соответствии с реакцией (I).

Свойства активной среды определялись на основе решения двумерных уравнений Навье—Стокса (в приближении пограничного слоя), дополненных уравнениями химической и колебательной кинетики /3/. Смешение струй предполагалось ламинарным. В типичных расчетах принимались следующие значения внешних параметров: давление на срезе соплового блока $p = 5$ тор, полупериод решетки $h_0 = (h_1 + h_2)/2 = 0,25$ см, отношение ширин отдельных струй $h_1/h_2 = 2$; параметры окислительных струй $T_1 = 275$ К, $u_1 = 2,7$ км/с, $P_{\text{H}_2} = 2[\text{H}_2]/[\text{F}] = 10$, $\beta_{\text{DF}} = 2[\text{DF}]/[\text{F}] = 2$; параметры струй водорода $T_2 = 120$ К, $u_2 = 2,3$ км/с.

В импульсных лазерах удельные энергетические параметры относятся обычно к единице объема активной среды, поскольку сама среда неподвижна. Вследствие этого аналогичное определение энергии генерации в проточных системах обладает определенной спецификой. В самом деле, в отсутствие резонатора в активной среде непрерывного химического лазера в результате процессов смешения, химической реакции и релаксационных процессов формируется стационарное состояние, характеризующееся неоднородным вдоль по потоку, но вполне определенным распределением молекул HF по колебательным уровням. Например, на рис. 2 приведено распределение усредненных по периоду структуры сопла (т.е. по оси z) коэффициентов усиления $g_{v,j,v-1}^j(x)$ на некоторых типичных колебательно—вращательных переходах $v,j-1 \rightarrow v-1,j$ молекул HF (P-ветвь). Как следует из этого рисунка, ширина лазерной зоны в этом случае составляет примерно $\Delta x_{\text{лаз}} = 5-6$ см, поэтому в качестве объема активной среды импульсно—периодического лазера можно принять величину $V_a = S \Delta x_{\text{лаз}}$, где $S = \pi L_a$ — площадь поперечного сечения газового потока.

Для оценки энергетических параметров лазера, работающего в режиме модулированной добротности, рассмотрим два крайних случая: 1) случай быстрой вращательной релаксации, когда в процессе генерации распределение молекул HF по вращательным подуровням сохраняется равновесным; 2) случай медленной релаксации, когда в режиме генерации распределение молекул по вращательным состояниям оказывается существенно неравновесным. Отметим, что второй случай представляет для нас наибольший интерес, поскольку длительность генерации в режиме модулированной добротности оказывается сравни-

тельно небольшой: $\tau_{\text{rel}} \approx 10^{-8} - 10^{-7}$ с (см. ниже). Заметим также, что в этих условиях релаксационные процессы в течение самой генерации по существу не проявляются и при оценке энергетике ими вполне можно пренебречь.



Р и с. 2. Распределение усредненных по периоду сопла коэффициентов усиления активной среды $G_{v, v-1}^j(x)$ на ряде колебательно-вращательных переходов трех нижних полос НФ ($v = 1, 2, 3$): а) $j = 4$; б) $j = 5$

В первом случае удельную энергию в импульсе можно, очевидно, оценить как разность между запасенной в единице объема колебательной энергией НФ в отсутствии резонатора $\epsilon_{\text{vib}} = h\nu \sum_v n_v$ и достаточной равновесной энергией $\epsilon_j = h\nu \epsilon_j N_{\text{НФ}}$, которая не может быть переведена в излучение (в модели гармонического осциллятора $\epsilon_j \approx \beta_j / (1 - \beta_j)$, где $\beta_j = \exp(-2j\theta_{\text{rot}}/T)$; j - вращательное квантовое число, отвечающее максимуму коэффициента усиления в данном сечении потока, T - температура смеси, $N_{\text{НФ}} = \sum_v n_v$ - плотность молекул НФ в единице объема и $h\nu$ - энергия кванта излучения). Таким образом, в предположении вращательного равновесия энергия генерации

с единицы объема активной среды, заключенной между сопловым блоком и некоторым сечением x , определяется как

$$\epsilon_1(x) = (1/x) \int_0^x [\langle \dot{\epsilon}_{\text{vib}}(x) \rangle - h \langle \epsilon_{j, N_{\text{HF}}} \rangle] dx,$$

при этом угловые скобки означают усреднение по периоду структуры сопла. Во втором случае при определении энергии генерации следует принять во внимание, что в отсутствии вращательного равновесия генерация может одновременно осуществляться на всех тех колебательно-вращательных переходах, на которых оказалось выполненным условие инверсии (пороговое значение плотности инверсии для простоты считаем равным нулю):

$$\Delta N_{v, v-1}^j = N_{v, j-1} - N_{v-1, j} > 0.$$

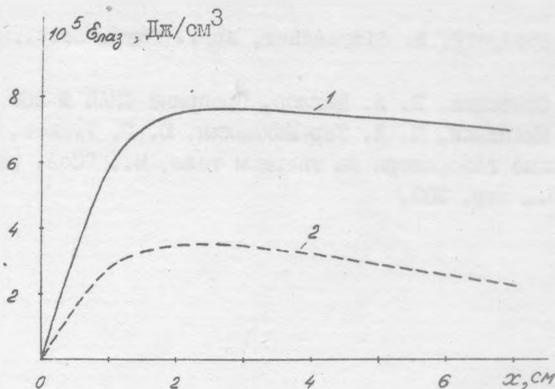
Таким образом, в этом случае удельную энергию генерации можно определить следующим соотношением

$$\epsilon_2(x) = \frac{h\nu}{2\pi} \sum_{v, j} \int_0^x \langle \Delta N_{v, v-1}^j(x) \rangle dx.$$

Отметим, что суммирование по v и j здесь следует вести лишь для тех значений, для которых выполнено условие инверсии.

Результаты расчета величин $\epsilon_1(x)$ и $\epsilon_2(x)$ по описанной методике представлены на рис. 3. Можно отметить, что в проточных лазерах удельная энергия излучения с единицы объема распределена неравномерно по потоку, что, впрочем, понятно и из общих соображений. Далее, в отсутствии вращательного равновесия энергия генерации уменьшается примерно в 2-2,5 раза (с $7 \cdot 10^{-5}$ до $3 \cdot 10^{-5}$ Дж/см³ - см. рис. 3). Как показывают те же расчеты, пороговые условия в резонаторе довольно слабо влияют на значения ϵ_1 и ϵ_2 . Например, при пороговом коэффициенте $\epsilon_{\text{пор}} = (2-3) \cdot 10^{-3}$ см⁻¹ величины ϵ_1 и ϵ_2 падают всего лишь на 10-15%. Длительность генерации в режиме с модулированной добротностью в первом приближении можно оценить, например, используя результаты для двухуровневых систем. Так, при $G_0 = 0,05$ см⁻¹ (см. рис. 2) и $\epsilon_{\text{пор}}/G_0 = 0,05$ длительность импульса по полувысоте составляет примерно $\tau_{\text{и}} = 25/cG_0 = 10^{-4}$ с. Частота же следования импульсов Ω будет, очевидно, определяться как величина, обратная времени смены вещества в резонаторе - $\Omega = \tau^{-1} = u/\Delta x_{\text{лаз}}$, где u - средняя скорость потока. При

$u = 2,5$ км/с и $\Delta x_{\text{лаз}} \approx 5$ см имеем $\Omega \approx 50$ кГц. Можно, в принципе, реализовать и более высокую частоту повторения, однако интенсивность пиков при этом с неизбежностью снизится. Далее,



Р и с. 3. Распределение лазерной энергии $\epsilon_{\text{лаз}}$, снимаемой в импульсе с единицы объема активной среды, вдоль по потоку. 1 - случай вращательного равновесия, 2 - случай вращательной неравновесности в режиме генерации с короткими импульсами

мощность генерации в импульсе в этих условиях оценивается величиной $P_{\text{имп}} \approx \epsilon_2 / 2\tau_u \approx 1,5$ кВт/см³, средняя же мощность при этом равна $P_{\text{ср}} = P_{\text{имп}} \tau_u \Omega \approx 1$ Вт/см³.

В заключение отметим, что хотя проведенное рассмотрение касалось лишь ИПР в случае химического HF-лазера на "холодной" реакции, в действительности же ясно, что аналогичные оценки легко могут быть выполнены и для других проточных систем с химическим возбуждением, на чем мы уже не останавливаемся.

Поступила в редакцию
15 февраля 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. H. L. Chen, J. D. Daugherty, W. Fyfe, IEEE J., QE-11, 648 (1975).
2. J. A. Woodroff, R. Limpaecher, Appl. Phys. Lett., 30, 195 (1977).
3. А. А. Степанов, В. А. Щеглов, Препринт ФИАН № 269, 1978 г.
4. А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков, Оптические квантовые генераторы на твердом теле, М., "Сов. радио", 1967 г., стр. 309.