АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
АВТОМЕТРИЯ

№ 2 1985

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535 : 621.375.8

М. А. ГУТИН, А. П. КОЛЬЧЕНКО, Ю. В. ТРОИЦКИЙ
(Новосибирск)

ОПТИМАЛЬНАЯ НАГРУЗКА НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРА НА КАСКАДНЫХ ПЕРЕХОДАХ

В мощных молекулярных лазерах, работающих в режиме многих линий, обычно используются неселективные зеркала. Пропускание такого зеркала практически не зависит от частоты в пределах ширины спектра генерации, т. е. одинаково на всех линиях. Оптимальная величина пропускания выбирается из условия получения максимальной мощности во всех линиях. Вместе с тем очевидно, что абсолютного максимума суммарной мощности при этом не достигается, так как из-за неодинаковости усилений на переходах, связей между переходами и т. д. оптимальные пропускания на разных линиях различны. Иными словами, для многочастотного лазера оптимальным по мощности может быть в принципе только селективное зеркало, имеющее зависящий от частоты (номера линии) коэффициент пропускания [1].

Целесообразность оптимизации лазера по полной выходной мощности при помощи селективного зеркала определяется тем, какой выигрыш в мощности δP она дает по сравнению с оптимизацией обычным неселективным зеркалом. В литературе отсутствуют какие-либо экспериментальные или теоретические оценки величины δP. В настоящей работе этот вопрос анализируется применительно к лазерам с каскадным механизмом генерации (типа CO-лазера), работающим в непрерывном режиме.

Для лазера на каскадных переходах в [1] была получена формула

$$P=\sum_{s,k}\eta_s p_{sk}(\alpha_k-f_k),\quad p_{sk}=\overline{P}_s\beta_{sk},\tag{1}$$

связывающая полную выходную мощность P с ненасыщенными усилениями на переходах α_s и потерями резонатора f_s. Здесь s — индекс перехода; суммирование проводится по всем n переходам каскада ($s, k=1, 2, \ldots, n$). Предполагается, что переходы однородно уширены и на каждом s-переходе возбуждается только одна линия (мода) с частотой ν_s. Общие выражения для матрицы связи переходов β_{sk}, параметра насыщения $\overline{P}_s$ и коэффициента вывода энергии из резонатора η_s даны в [1] и в сообщении не приводятся.

Ограничимся случаем резонатора, у которого одно зеркало полностью отражающее, а второе — имеет неселективные потери Δ и селективное пропускание $T_s\equiv\equiv T(\nu_s)$. В этом случае

$$\eta_s=T_s/(\Delta+T_s),\quad f_s=\ln[1/(1-\Delta-T_s)].\tag{2}$$

Оптимальные пропускания T_{s0} находим из системы уравнений $\partial P/\partial T_{s0}=0$ ($s=1, 2, \ldots, n$), которые запишем в виде

$$\begin{gathered}\widetilde{\alpha}_s\Delta=X_s^2/(1-X_s)-\Delta\Psi_s,\\ \Psi_s=\widetilde{p}_s^{-1}\sum_k\left[p_{hs}X_s^2/(X_k(1-X_s))-p_{sk}f_k\right],\\ X_s=\Delta+T_{s0},\ \widetilde{\alpha}_s=\widetilde{p}_s^{-1}\sum_k p_{sk}\alpha_k,\ \widetilde{p}_s=\sum_k p_{hs}.\end{gathered}\tag{3}$$

В случае неселективного зеркала в (1) и (2) все T_s следует считать одинаковыми, тогда для оптимального пропускания T_0 такого зеркала получим уравнение

$$\begin{gathered}\overline{\alpha}\Delta=X^2/(1-X)-\Psi\Delta,\\ \Psi=X/(1-X)+\ln(1-X),\quad X=\Delta+T_0,\\ \overline{\alpha}=p^{-1}\sum_{s,k}p_{sk}\alpha_k,\ p=\sum_{s,k}p_{sk}.\end{gathered}\tag{4}$$

С помощью (3) и (4) нетрудно выразить через T_{s0} и T_0 максимальные мощности селективного и неселективного режимов $P_{\max}^{(\text{сел})}$, $P_{\max}^{(\text{нес})}$ и найти их относительную разность δP как функцию T_{s0} и T_0:

$$\delta P = \left(P_{\max}^{(\text{сел})} - P_{\max}^{(\text{нес})}\right)/P_{\max}^{(\text{нес})} = \sum_{s,k} \frac{p_{sk}}{p} \frac{T_{s0} T_{k0}}{T_0^2} \frac{\Delta + T_{k0}}{\Delta + T_{s0}} \frac{1 - \Delta - T_0}{1 - \Delta - T_{k0}} - 1. \qquad (5)$$

Эта величина определяет выигрыш в мощности лазера при замене неселективного зеркала селективным, т. е. $\delta P \geqslant 0$. Неотрицательность правой части (5) можно доказать, используя общие свойства уравнений (3), (4) и матрицы p_{sk}.

Из (3) и (5) следует, что $\delta P = 0$ в единственном случае, когда $p_{sk} = p_{ks}$ и все α_s равны друг другу, при этом $T_{s0} = T_0$. Во всех остальных ситуациях ($p_{sk} \neq p_{ks}$ или разные α_s) T_{s0} разные и $\delta P > 0$. Следовательно, фактор каскадности (наличие сильной связи между переходами) сам по себе не приводит к отличию оптимальных пропусканий в линиях. Различие между T_{s0} обусловлено лишь неодинаковостью параметров переходов и асимметрией связи между ними.

Уравнения (3), (4) для произвольных Δ точно не решаются. Однако представляет интерес случай $\Delta \ll 1$, когда можно отбросить в правых частях этих уравнений малые члены $\Psi_s\Delta$, $\Psi\Delta$ и получить приближенные решения в виде

$$T_{s0} = \sqrt{\widetilde{\alpha}_s \Delta + (\widetilde{\alpha}_s \Delta/2)^2} - \widetilde{\alpha}_s \Delta/2 - \Delta,$$

$$T_0 = \sqrt{\overline{\alpha} \Delta + (\overline{\alpha}\Delta/2)^2} - \overline{\alpha}\Delta/2 - \Delta. \qquad (6)$$

Обычно потери на поглощение в зеркалах составляют доли и единицы процентов, т. е. $\Delta \sim 0{,}01$—$0{,}1$. Поэтому точность выражений в (6) достаточна для всех практических расчетов (отброшенные члены $\sim \Delta^2$). Для случая $\widetilde{\alpha}_s\Delta \ll 1$, $\overline{\alpha}\Delta \ll 1$ эти уравнения упрощаются и принимают вид известной формулы оптимального пропускания для одночастотного лазера (см., например, [2]):

$$T_{s0} \simeq \sqrt{\widetilde{\alpha}_s \Delta} - \Delta, \quad T_0 \simeq \sqrt{\overline{\alpha}\Delta} - \Delta. \qquad (7)$$

Используя (6), перепишем (5) в виде

$$\delta P = A\Delta(\Delta + 2T_0)/T_0^2,$$

$$A = \sum_{s,k} \frac{p_{sk}}{p} \frac{\widetilde{\alpha}_k}{\overline{\alpha}} \left[1 - \frac{(\Delta + T_0)^2 (\Delta + T_{s0} + T_{k0})}{(\Delta + T_{s0})(\Delta + T_{k0})(\Delta + 2T_0)}\right]. \qquad (8)$$

Первый множитель в правой части (8) обычно мал, так как в режиме многих линий лазер работает с заметным превышением над порогом, когда $\overline{\alpha} \gg \Delta$ и, следовательно, $T_0 \gg \Delta$. Он может быть порядка или больше единицы лишь при генерации вблизи порога ($\overline{\alpha} \approx \Delta$). Однако этот случай не представляет практического интереса.

Множитель A учитывает различие параметров переходов, т. е. в конечном счете различие T_{s0}. В общем случае $0 \leqslant A \leqslant 1$, что вытекает из условия $\delta P \geqslant 0$ и неотрицательности матрицы p_{sk} [1].

Из вышеизложенного следует, что при типичном лазерном режиме величина $\delta P \ll 1$, т. е. при замене оптимального неселективного зеркала оптимальным селективным практически отсутствует выигрыш в мощности. Малость δP обусловлена как малостью Δ по сравнению с $\overline{\alpha}$, так и эффектом каскадности. В сущности, малость первого множителя в (8) при $\Delta \ll \overline{\alpha}$ отражает тот хорошо известный факт, что при малых Δ максимум кривой зависимости выходной мощности от пропускания выражен сравнительно слабо и поэтому даже значительные вариации пропускания вблизи оптимального значения мало влияют на выходную мощность.

Эти оценки согласуются с результатами численных расчетов по точным формулам (1)—(5). Расчеты проводились для $n = 2 \div 10$, $\Delta = 0{,}01 \div 0{,}3$ и разных зависимостей α_s, $\overline{P}_s$ от s. Для вычисления β_{sk} использовалось выражение из работы [1] (случай $\Gamma_s = \Gamma$, $\sigma_s = \sigma$).

Для моделирования других возможных ситуаций матрица β_{sk} при расчетах задавалась произвольно и менялась от почти диагональной до нижней треугольной или постоянной матрицы. Этим изменениям β_{sk} соответствует различная степень связи между переходами каскада из-за сильного поля и релаксации.

Численным анализом установлено, что для разных s величины T_{s0} могут отличаться в несколько раз, если для соседних переходов α_s и $\overline{P}_s$ отличаются на порядок и более и $\Delta > 0{,}2$. Вместе с тем δP не превышает нескольких процентов во всех случаях, когда $\Delta \leqslant 0{,}1$ и $\alpha_s \geqslant 5\Delta$. Значение $\delta P \gtrsim 1$ получается лишь тогда, когда все $\alpha_s \simeq \Delta$ (генерация вблизи порога).

Таким образом, аналитические оценки и числовые расчеты показывают, что для многочастотных молекулярных лазеров с каскадным механизмом генерации оптимизация лазера при помощи селективного зеркала практически не дает выигрыша в мощности по сравнению с оптимизацией обычным неселективным зеркалом. Этот результат обусловлен двумя факторами: малостью потерь в зеркалах по сравнению с общим усилением ($\Delta \ll \overline{\alpha}$) и каскадностью схемы переходов.

Неравенство $\Delta \ll \bar{\alpha}$ является, по существу, условием эффективной работы любого лазера. Поэтому сделанный выше вывод о малости выигрыша в мощности при селективном выводе энергии из резонатора будет, по-видимому, справедлив и по отношению к лазерам с другими схемами переходов (например, с «параллельными переходами», как в CO_2-лазере).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Гутин М. А., Кольченко А. П., Троицкий Ю. В.** Выходная мощность лазера на каскадных переходах.— Квант. электроника, 1983, т. 10, № 7.
2. **Ищенко Е. Ф., Климков Ю. М.** Оптические квантовые генераторы.— М.: Сов. радио, 1968.

Поступило в редакцию 16 февраля 1984 г.

УДК 53.083.72 : 519.233.22

Ю. Г. МОРОЗОВ, С. А. РУКОЛАЙНЕ

(Ленинград)

МЕТОД «МЕЧЕНЫХ» ИМПУЛЬСОВ ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ АМПЛИТУДНОГО АНАЛИЗА

Импульсный анализ в настоящее время является классическим экспериментальным методом, широко применяемым в различных областях науки и техники. Описанию и исследованию этого метода посвящено большое количество работ *, поэтому нет смысла в этом сообщении описывать сам метод и проблемы, возникающие при его использовании.

Существенное место в литературе уделяется обсуждению проблемы нормирования амплитудного спектра на «живое» время. При автоматизации амплитудного анализа с использованием аппаратуры в стандарте КАМАК эта проблема еще более усложняется, так как появляются дополнительные факторы, увеличивающие «мертвое» время, причем учесть их весьма сложно.

Предлагаемый метод «меченых» импульсов является некоторым видоизменением классической экспериментальной методики и позволяет в условиях автоматизации эффективно решить проблему нормирования спектра на «живое» время, упростить архитектуру системы и программное обеспечение, а также успешно работать при перегрузках анализатора, выше пороговых.

Основная идея метода заключается в том, что к импульсам, поступающим от экспериментальной установки, подмешивают импульсы от генератора, имеющие определенную частоту и амплитуду, и эта смесь подается на вход анализатора. Амплитуда импульсов, идущих от генератора, подбирается заведомо больше амплитуды исследуемых импульсов, чего легко добиться с помощью соответствующего коэффициента усиления на экспериментальной установке и генераторе. Таким образом, импульсы от генератора как бы помечены, так как они обладают строго определенной амплитудой, которую не могут иметь исследуемые импульсы.

При обработке спектра легко определить, какое число «меченых» импульсов было проанализировано, и оценить «живое» время по формуле

$$\widehat{\tau}_ж = n_г/\omega_г, \tag{1}$$

где $\widehat{\tau}_ж$ — оценка «живого» времени, $n_г$ — число проанализированных «меченых» импульсов, $\omega_г$ — частота «меченых» импульсов.

Оценка частоты исследуемых импульсов, попадающих в i-й канал анализатора, определяется следующим образом:

$$\widehat{\omega}_i = n_i/\widehat{\tau}_ж, \ i = 1, 2, \ldots, k \tag{2}$$

($\widehat{\omega}_i$ — оценка частоты исследуемых импульсов, попадающих в i-й канал анализатора; n_i — число импульсов, поступивших в этот канал; k — номер последнего канала, в который могут попадать исследуемые импульсы), а оценка суммарной частоты исследуемых импульсов находится по формуле

$$\widehat{\omega} = n/\widehat{\tau}_ж, \tag{3}$$

где n — число проанализированных импульсов, т. е. $n = \sum_{i=1}^{k} n_i$.

---

* **Курочкин С. С.** Многомерные статистические анализаторы.— М.: Атомиздат, 1968.