

## К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ

Р. И. Солоухин, Ю. А. Якоби

(Новосибирск)

В работе анализируются погрешности при измерении коэффициента усиления оптической среды квантового генератора методом просвечивания монохроматическим лазерным излучением, связанные с несоответствием между параметрами сред зондирующего и исследуемого лазеров.

**1. Постановка задачи.** Коэффициент усиления является основным показателем, характеризующим активную среду оптического квантового генератора. В подавляющем большинстве случаев измерение коэффициента усиления производится путем просвечивания активной среды монохроматическим излучением, обусловленным тем же квантовым переходом, которому соответствует частота индуцированного излучения среды. Во многих случаях источником излучения является лазер, квантовый лазерный переход в котором идентичен переходу в активной среде, однако прочие параметры (плотность, температура, концентрация компонент) могут быть существенно различными.

Различие между параметрами зондирующей и исследуемой сред неизбежно приводит к различию между контурами зондирующей и исследуемой линий. В случае использования для просвечивания лазера необходимо, конечно, учитывать также модовую структуру генерации.

Целью настоящего сообщения являются анализ погрешностей, которые могут возникнуть при измерении коэффициента усиления в силу указанного несоответствия, и формулировка условий, позволяющих минимизировать эти погрешности. Сделаем два предварительных замечания, касающиеся неоднозначности самого термина «коэффициент усиления»<sup>1</sup>. В литературе зачастую смешиваются понятия коэффициента усиления  $K$  и ненасыщенного показателя усиления  $\kappa$ . В то время как  $K$  есть безразмерная величина, характеризующая интегральный эффект вдоль всей активной среды  $K = P_-/P_+$ , где  $P_-$  и  $P_+$  — выходная и входная мощности,  $\kappa$  характеризует усиление на единицу длины, редуцированное к бесконечно тонкому слою, т. е. локальное усиление. Указанные величины связаны соотношением

$$(1.1) \quad K = \exp [(\kappa - \delta) L_0]$$

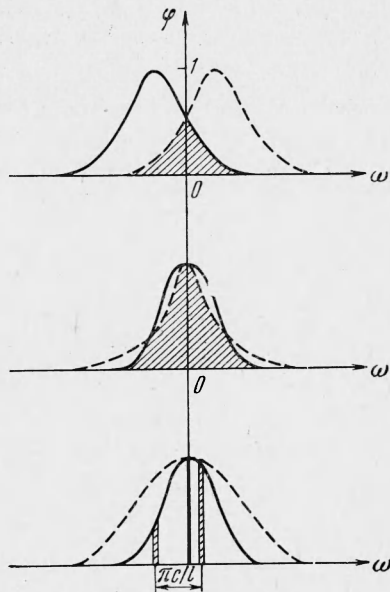
где  $\delta$  — показатель распределенных потерь (рассеяние),  $L_0$  — длина активной среды.

Другая неопределенность связана с интерпретацией коэффициента усиления относительно к режиму генерации, в котором предполагается использовать исследуемую активную среду. Если контур генерации значительно уже контура усиления, под этим термином естественно понимать коэффициент усиления для монохроматического света. Такая ситуация имеет место в одномодовом (по продольным модам) режиме, а также практически всегда в твердотельных лазерах. С другой стороны, если контур

<sup>1</sup> Здесь и в дальнейшем имеется в виду ненасыщенный коэффициент усиления.

генерации соизмерим с контуром линии усиления (например, в аргонном лазере без селекции мод), указанный термин, очевидно, должен соответствовать некоторому суммарному усилению по контуру. В дальнейшем для краткости будем говорить просто об одно- и многомодовом режимах, имея в виду газовые лазеры при давлениях ниже атмосферного. Таким образом, измеряемое значение коэффициента усиления определяется степенью перекрытия зондирующей и исследуемой линий, а истинное его значение зависит от режима генерации (фиг. 1). В общем случае следует проанализировать четыре возможных варианта измерений в зависимости от модовой структуры зондирующего лазера и лазера на исследуемой среде.

**2. Одномодовый лазер просвечивает активную среду другого одномодового лазера.** Поскольку отклонение частоты генерации от центра линии



Фиг. 1

усиления может варьироваться в достаточно широких пределах, введем упрощающие предположения. Будем интересоваться значением коэффициента усиления в центре линии усиления исследуемой активной среды. Это предположение естественно, так как соответствует, вообще говоря, максимальному значению коэффициента усиления. Что касается частоты генерации зондирующего лазера, то здесь следует исходить из частотного интервала между продольными модами  $\Delta\nu = c/2L$ , где  $c$  — скорость света,  $L$  — длина резонатора. Целью селекции мод, как правило, является выделение моды, ближайшей к центру линии. В этом предположении отклонение частоты генерации от центра линии усиления не должно превышать, очевидно, половины указанного интервала, т. е.  $\Delta\nu' = c/4L$ . Введем теперь функцию  $\varphi(\omega)$ , описывающую контур линии усиления и нормированную так, что в центре линии  $\varphi(0) = 1$ . Поскольку

$$(2.1) \quad \varepsilon = \frac{\varphi(0) - \varphi(\omega_M)}{\varphi(\omega_M)} = \frac{1}{\varphi(c/4L)} - 1$$

где  $\omega_M$  — частота моды. Известно [1], что для однородно уширенного контура

$$(2.2) \quad \varphi(\omega) = \frac{1}{1 + 4(\omega/\Delta\omega_e)^2}$$

а для доплеровского контура

$$(2.3) \quad \varphi(\omega) = \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{\omega}{\Delta\omega_d} \right)^2 \right]$$

где  $\Delta\omega$  — полуширина контура. Поскольку обычно  $L \approx 1$  м, получаем  $\varphi(c/4L) \approx \varphi(10^8 \text{ гц})$ . На фиг. 2 изображена зависимость относительной погрешности от полуширины линии усиления для однородного и доплер-

ровского контуров. Независимо от характера уширения при  $\omega_M = 0$  погрешность  $\varepsilon = 0$ , а если  $\omega_M \gg \Delta\omega$ , то  $\varepsilon \rightarrow \infty$ .

**3. Многомодовый лазер просвечивает активную среду другого многомодового лазера.** При наличии большого количества продольных мод показатель усиления среды должен иметь значение, близкое к тому, которое имело бы место в случае усиления по всему контуру  $\varphi_2(\omega)$ . Аналогичные соображения применимы и к контуру генерации  $\varphi_1(\omega)$  зондирующего лазера. Спектральный показатель усиления среды [1]

$$(3.1) \quad \kappa_2(\omega) = \frac{J_{ik} \varphi_2(\omega)}{\int_{\omega} \varphi_2(\omega) d\omega}, \quad J_{ik} = \frac{\pi c^2 A_{ik}}{2\omega_0^2} \left( N_i - \frac{g_i}{g_k} N_k \right)$$

где  $A_{ik}$  — эйнштейновский коэффициент для испускания,  $\omega_0$  — частота центра линии,  $N_i$  и  $N_k$  — заселенности верхнего и нижнего уровней,  $g_i$  и  $g_k$  — статистические веса тех же уровней.

Определим теперь значение показателя усиления, усредненное по всей линии, которое реально наблюдается в экспериментах по измерению усиления. Очевидно, что это значение не может быть определено безотносительно к спектральному составу зондирующего излучения.

Усредненный показатель усиления с учетом (3.1) и степени перекрытия спектров может быть описан выражением

$$(3.2) \quad \kappa_2 = J_{ik} \int_{\omega} \varphi_1(\omega) \varphi_2(\omega) d\omega / \int_{\omega} \varphi_1 d\omega \int_{\omega} \varphi_2 d\omega$$

где функция  $\varphi_1(\omega)$  в числителе определяет относительный вклад усиления на частоте  $\omega$  в общее усиление, а  $\int_{\omega} \varphi_1 d\omega$  введен для сохранения прежней нормировки. Рассмотрим некоторые частные случаи. При отсутствии какого-либо перекрытия спектров  $\varphi_1(\omega)$  и  $\varphi_2(\omega)$  интеграл

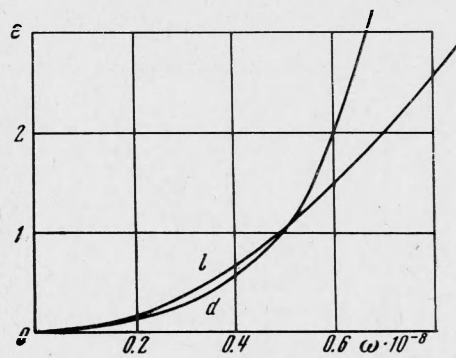
$$\int_{\omega} \varphi_1(\omega) \varphi_2(\omega) d\omega = 0, \quad \kappa_2 = 0$$

Аналогичный результат имеет место в том случае, когда источник излучения обладает континуальным спектром, т. е. в пределах частотного интервала, значительно превышающего ширину линии усиления  $\varphi_1(\omega) = \text{const}$ . В этом случае из (3.2) следует:

$$\kappa_2 = J_{ik} \int_{\omega} d\omega \rightarrow 0$$

Наибольший практический интерес представляет случай, когда центры контуров  $\varphi_1(\omega)$  и  $\varphi_2(\omega)$  совпадают. В этом случае возможно совместное использование двух выражений типа (2.2) и (2.3), записанных в предположении  $\omega_{01} = \omega_{02} = 0$ . Численное значение выражения (3.2) зависит тогда как от характера уширения, так и от самой ширины линий  $\varphi_1(\omega)$  и  $\varphi_2(\omega)$ . Определим сначала интегралы типа

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\omega) d\omega = 2 \int_0^{\infty} \varphi(\omega) d\omega$$



Фиг. 2

для случаев однородного и доплеровского механизмов уширения [1]

$$(3.3) \quad \int_0^{\infty} \varphi(\omega) d\omega = \begin{cases} \pi \Delta \omega_e / 4 \\ \sqrt{\pi} \Delta \omega_d / 4 \sqrt{\ln 2} \end{cases}$$

Если обе линии  $\varphi_1(\omega)$  и  $\varphi_2(\omega)$  уширены однородно, то из (3.2) и (3.3) получаем

$$(3.4) \quad \kappa_2 = \frac{8J_{ik} I_1}{\pi^2 \Delta \omega_1 \Delta \omega_2}, \quad I_1 = \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\left[1 + 4 \left(\frac{\omega}{\Delta \omega_1}\right)^2\right] \left[1 + 4 \left(\frac{\omega}{\Delta \omega_2}\right)^2\right]}$$

После преобразований имеем

$$(3.5) \quad I_1 = \frac{\Delta \omega_1^2 \Delta \omega_2^2}{4 (\Delta \omega_2^2 - \Delta \omega_1^2)} \left[ \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\Delta \omega_1^2/4 + \omega^2} - \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{\Delta \omega_2^2/4 + \omega^2} \right]$$

После интегрирования получаем

$$(3.6) \quad I_1 = \frac{\pi}{4} \frac{\Delta \omega_1 \Delta \omega_2}{\Delta \omega_1 + \Delta \omega_2}$$

Комбинируя (3.4) и (3.6), получаем простой и физически наглядный результат

$$(3.7) \quad \kappa_2 = \frac{2J_{ik}}{\pi (\Delta \omega_1 + \Delta \omega_2)}$$

Если  $\Delta \omega_1 = \Delta \omega_2$ , то

$$(3.8) \quad \kappa_2^0 = J_{ik} / \pi \Delta \omega$$

Если  $\Delta \omega_1 \neq \Delta \omega_2$ , то значение  $\kappa_2$  определяется большей из этих величин.

Оценим теперь погрешность от несоответствия контуров  $\varphi_1(\omega)$  и  $\varphi_2(\omega)$ . Очевидно, что показатель усиления, описываемый выражением (3.8), соответствует истинному ненасыщенному показателю усиления исследуемой активной среды, которая используется в режиме многомодовой генерации (усиление по всему контуру). В самом деле в этом случае по определению  $\varphi_1(\omega) = \varphi_2(\omega)$  и  $\Delta \omega_1 = \Delta \omega_2$ . Отсюда следует, что погрешность может быть определена из (3.7) и (3.8)

$$(3.9) \quad \varepsilon = \frac{\kappa_2^0 - \kappa_2}{\kappa_2} = \left| \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta \omega_1}{\Delta \omega_2} - 1 \right) \right|$$

Если оба контура  $\varphi_1(\omega)$  и  $\varphi_2(\omega)$  уширены доплеровски

$$(3.10) \quad \kappa_2 = \frac{8 \ln 2 J_{ik} I_3}{\pi \Delta \omega_1 \Delta \omega_2}$$

$$I_3 = \int_0^{\infty} \exp \left[ -4 \ln 2 \omega^2 \left( \frac{1}{\Delta \omega_1^2} + \frac{1}{\Delta \omega_2^2} \right) \right] d\omega$$

После интегрирования

$$(3.11) \quad I_3 = \frac{\Delta \omega_1 \Delta \omega_2}{4} \sqrt{\frac{\pi}{\ln 2 (\Delta \omega_1^2 + \Delta \omega_2^2)}}$$

Комбинируя (3.10) и (3.11), получаем

$$(3.12) \quad \kappa_2 = 2J_{ik} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi (\Delta \omega_1^2 + \Delta \omega_2^2)}}$$

Если  $\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2$ , то

$$(3.13) \quad \kappa_2^{\circ} = \frac{2J_{ik}}{\Delta\omega} \sqrt{\frac{\ln 2}{2\pi}}$$

Если  $\Delta\omega_1 \neq \Delta\omega_2$ , то значение  $\kappa_2$  определяется в основном большей из этих величин.

Погрешность в этом случае определяется из (3.12) и (3.13)

$$(3.14) \quad \varepsilon = \left| \sqrt{\frac{1}{2} \left[ 1 + \left( \frac{\Delta\omega_1}{\Delta\omega_2} \right)^2 \right]} - 1 \right|$$

В обоих рассмотренных случаях  $\varepsilon = 0$ , если  $\Delta\omega_1 = \Delta\omega_2$ . Погрешность  $\varepsilon$  как функция  $\Delta\omega_1 / \Delta\omega_2$  для однородного и доплеровского уширения представлена на фиг. 3.

Если спектральная линия источника уширена доплеровски, а линия усиления среды — однородно, выражение (3.2) принимает вид

$$(3.15) \quad \kappa_2 = \frac{8 \sqrt{\ln 2} J_{ik} I_2}{\pi^{3/2} \Delta\omega_1 \Delta\omega_2}$$

$$I_2 = \int_0^{\infty} \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{\omega}{\Delta\omega_1} \right)^2 \right] \frac{d\omega}{1 + 4 (\omega/\Delta\omega_2)^2}$$

Интеграл  $I_2$  есть известный интеграл Фойхта [2]. После преобразований можно получить

$$(3.16) \quad I_2 = \frac{\pi \Delta\omega_2}{4} \exp \left[ 4 \ln 2 \left( \frac{\Delta\omega_2}{\Delta\omega_1} \right)^2 \right] \left[ 1 - \Phi \left( \frac{\Delta\omega_2}{\Delta\omega_1} \sqrt{\ln 2} \right) \right]$$

где  $\Phi$  — интеграл вероятностей, протабулированный, например, в [3]. Комбинируя (3.15) и (3.16), получаем

$$(3.17) \quad \kappa_2 = \frac{2J_{ik} \sqrt{\ln 2}}{\sqrt{\pi} \Delta\omega_1} \exp \left[ 4 \ln 2 \left( \frac{\Delta\omega_2}{\Delta\omega_1} \right)^2 \right] \left[ 1 - \Phi \left( \frac{\Delta\omega_2}{\Delta\omega_1} \sqrt{\ln 2} \right) \right]$$

Погрешность в этом случае определяется из (3.13) и (3.15)

$$(3.18) \quad \varepsilon = \pi \Delta\omega_1 / 4 \sqrt{\ln 2} I_2 - 1$$

Очевидно, что для случая, когда линия источника уширена однородно, а линия усиления среды — доплеровски, выражение для  $\kappa_2$  будет совпадать с (3.17) с точностью до перестановки индексов 1 и 2. Возникающая при этом погрешность определяется из (3.8) и (3.15)

$$(3.19) \quad \varepsilon = \sqrt{\pi} \Delta\omega_1 / 8 \sqrt{\ln 2} I_2 - 1$$

**4. Одномодовый лазер просвечивает активную среду многомодового лазера.** Показатель усиления активной среды многомодового лазера, как следует из (3.2), равен

$$(4.1) \quad \kappa_2^{\circ} = J_{ik} \int_{\omega} [\varphi_2(\omega)]^2 d\omega / \left[ \int_{\omega} \varphi_2(\omega) d\omega \right]^2$$

Как было показано выше, в частных случаях однородного и доплеровского уширений это приводит к выражениям (3.8) и (3.15). Наблюдаемый

при просвечивании показатель усиления отличен от этих значений и зависит от смещения линии генерации  $\omega_M$  относительно центра спектральной линии источника. Если  $\omega_M = 0$ , то из (3.1) следует:

$$(4.2) \quad \kappa_2 = J_{ik} \int_{\omega} \varphi_2(\omega) d\omega$$

Если  $\omega_M = \pi c/2L$ , то

$$(4.3) \quad \kappa_2 = J_{ik} \varphi_2(\pi c/2L) \int_{\omega} \varphi_2(\omega) d\omega$$

Из (3.1) и (4.1) следует, что относительная погрешность измерения

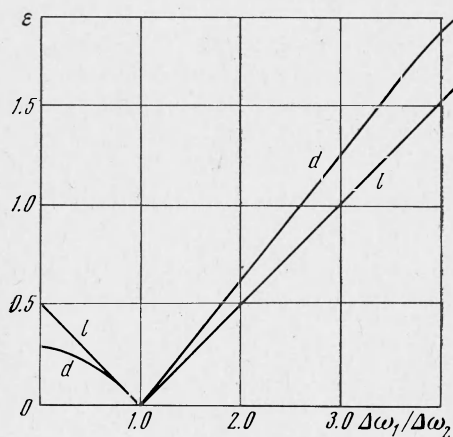
$$(4.4) \quad \varepsilon = \int_{\omega} [\varphi_2(\omega)]^2 d\omega / \varphi_2(\omega_M) \int_{\omega} \varphi_2(\omega) d\omega - 1$$

Для однородно уширенного контура из (2.2), (3.3), (3.6) и (4.2)

$$(4.5) \quad \varepsilon = |1 + 4(\omega_M/\Delta\omega_2)^2/2 - 1|$$

Если  $\omega_M = 0$ , то  $\varepsilon = 1/2$ . Если  $\omega_M \gg \Delta\omega_2$ , то измеряемое значение  $\kappa_2 \rightarrow 0$  и  $\varepsilon \rightarrow \infty$ , если же  $\omega_M/\Delta\omega_2 = 1/2$ , то  $\varepsilon = 0$ . Для доплеровски уширенного контура из (2.3), (3.3), (3.11) и (4.2) следует:

$$(4.6) \quad \varepsilon = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp \left[ 4 \ln 2 \left( \frac{\omega_M}{\Delta\omega_2} \right)^2 \right] - 1$$



Фиг. 3

Если  $\omega_M \gg \omega_2$ , то  $\kappa_2 \rightarrow 0$ ,  $\varepsilon \rightarrow \infty$  и  $\varepsilon = 0$ , если  $\omega_M/\Delta\omega_2 = 1/2\sqrt{2}$ . Погрешность  $\varepsilon$  как функция  $\Delta\omega_M/\Delta\omega_2$  для случаев однородного и доплеровского уширения линии усиления представлена на фиг. 4. При монохроматическом просвечивании контура, уширенного одновременно двумя независимыми механизмами, порознь описываемыми функциями  $\varphi_1(\omega)$  и

$\varphi_2(\omega)$ , суммарный спектр описывается формулой свертки [4]

$$(4.7) \quad \varphi_2(\omega) = \int_t \varphi_1(t) \varphi_2(\omega - t) dt \int_{\omega} \varphi_1 d\omega$$

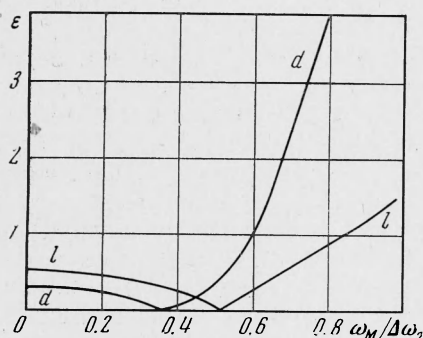
Интеграл  $\int_{\omega} \varphi_1 d\omega$  введен для сохранения нормировки, причем очевидно, что в данном случае

$$\int \varphi_1 d\omega = \int \varphi_2 d\omega$$

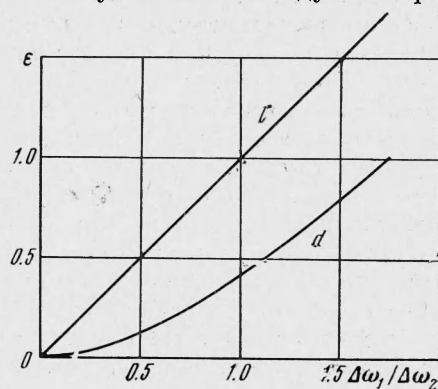
Если  $\omega = 0$ , то

$$(4.8) \quad \varphi(0) = \int_{\omega} \varphi_1(\omega) \varphi_2(\omega) d\omega \int_{\omega} \varphi d\omega$$

что в сочетании с (3.1) дает для определения  $\varepsilon_2$  выражение, аналогичное (3.2). Отсюда следует, что при просвечивании контура усиления (многомодовый режим) зондирующим контуром (в случае лазера это означает многомодовый режим) результат измерения показателя усиления выглядит так же, как если бы монохроматический источник просвечивал в центре контура усиления, «свернутый» из функций  $\varphi_1(\omega)$  и  $\varphi_2(\omega)$ , описывающих форму линии источника и линии усиления исследуемой среды.



Фиг. 4



Фиг. 5

**5. Многомодовый лазер просвечивает активную среду одномодового лазера.** Показатель усиления среды в центре линии усиления будет в этом случае описываться выражением (4.2), а результат измерения показателя усиления — формулой (3.2). Отсюда следует, что погрешность

$$(5.1) \quad \varepsilon = \int_{\omega} \varphi_1(\omega) d\omega / \int_{\omega} \varphi_1(\omega) \varphi_2(\omega) d\omega - 1$$

Для однородно уширенных линий  $\varphi_1(\omega)$  и  $\varphi_2(\omega)$  из (3.3), (3.6) и (5.1) следует:

$$(5.2) \quad \varepsilon = |\Delta\omega_1/\Delta\omega_2|$$

Для доплеровского уширения линий  $\varphi_1(\omega)$  и  $\varphi_2(\omega)$  из (3.3), (3.11) и (5.1) следует:

$$(5.3) \quad \varepsilon = |\sqrt{1 + (\Delta\omega_1/\Delta\omega_2)^2} - 1|$$

В обоих случаях  $\varepsilon \rightarrow 0$ , только если  $\Delta\omega_1 \ll \Delta\omega_2$ . Зависимость погрешности  $\varepsilon$  от  $\Delta\omega_1/\Delta\omega_2$  для однородного и доплеровского уширений при совпадающем механизме уширения для  $\varphi_1(\omega)$  и  $\varphi_2(\omega)$  приведена на фиг. 5. При различных механизмах уширения из (3.3), (3.15), и (5.1) следует:

$$(5.4) \quad \varepsilon = \pi\Delta\omega_1/4I_2 - 1$$

для однородной уширенной линии источника

$$(5.5) \quad \varepsilon = \frac{\pi\Delta\omega_1}{4\sqrt{\ln 2} I_2} - 1$$

для доплеровски уширенной линии источника.

**6. Метод калиброванных потерь.** Этот метод основан на введении внутрь резонатора элементов, вносящих строго определенные потери [5]. Критическое значение потерь, при котором генерация срывается, полагается

равным коэффициенту усиления. Несомненным преимуществом этого метода является снятие вопроса о несоответствии контуров зондирующей и исследуемой линий. Необходимо, однако, иметь в виду, что мощные лазеры, как правило, генерируют в многомодовом режиме. В то же время срыв генерации, по-видимому, должен происходить в одномодовом режиме. Это означает, что появляется погрешность, аналогичная рассмотренной в п. 3.

Указанное обстоятельство относится не только к продольным, но и к поперечным модам, критические потери для которых из-за дифракции сильно зависят от порядка моды.

Отметим, что в методе просвечивания различие по поперечным модам, по-видимому, мало существенно, так как сдвиг частот с различными поперечными индексами много меньше, чем  $c/2L$  [1]. Несоответствие между реальным и измеряемым коэффициентами усиления может возникнуть также при любой частотной селективности вносимых потерь, т. е. внесение плоскопараллельных пластинок вызывает интерферометрические эффекты, приводящие к селекции мод. Другим примером селективности может быть внесение пластинок из  $\text{BaF}_2$  в резонатор  $\text{CO}_2$ -лазера, которое приводит к резкому изменению длины волны генерации с 10.6 мкм на 9.6 мкм из-за близости края поглощения фтористого бария. Кроме того, применимость этого метода ограничена активными средами с очень большим усилением, в которых привнесенные критические потери намного превышают остальные виды потерь. В этом случае метод калиброванных потерь, по-видимому, может успешно конкурировать с методом просвечивания.

**7. Об измерении показателя усиления в молекулярных лазерах.** В качестве иллюстрации к вышесказанному проанализируем методику измерения показателя усиления в молекулярных лазерах на углекислом газе. Характерной особенностью лазеров на  $\text{CO}_2$  является исключительное разнообразие параметров и способов возбуждения активной среды. Поскольку форма и ширина линий усиления определяются скоростью молекул и частотой столкновений, для рассматриваемого случая существенно прежде всего температура и плотность газа. В качестве источника зондирующего излучения обычно используются  $\text{CO}_2$ -лазеры с продольным разрядом в отпаянных трубках, или с продольной прокачкой [6-10]. Для них характерна комнатная температура газа (300° К) и следующий состав:  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{He}$  — 1, 2, 5 мм рт. ст. соответственно. Допплеровское уширение составляет в этом случае 55 Мгц. Ударное уширение может быть определено из значений удельных ударных полуширин [11] для  $\text{CO}_2$ - $\text{CO}_2$ -столкновений (3.3 Мгц),  $\text{CO}_2$ - $\text{N}_2$ -столкновений (2.7 Мгц) и  $\text{CO}_2$ - $\text{He}$ -столкновений (2.3 Мгц). Суммарное уширение для вышеприведенной смеси при этом  $\sim 20$  Мгц. Лазеры этого типа обычно работают на одной продольной моде, так как  $\Delta\nu_M = c/2L \approx 100$  Мгц, что превышает ширину линии. Достаточно, однако, увеличения уширения в несколько раз, чтобы это утверждение потеряло силу. Для упрощения анализа можно полагать зондирующий контур доплеровским. Дополнительная ошибка, вносимая из-за неучета ударного уширения, составляет [11]

$$(7.1) \quad \varepsilon = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\Delta\omega_l}{d\omega_d} p$$

где  $p$  — давление газа. Последовательно рассмотрим теперь активные среды лазеров, которые в настоящее время энергично исследуются.

а) Электроразрядные лазеры с поперечной прокачкой [12-14]. Для них характерны температуры, незначительно отличающиеся от комнатных, и давления порядка 10—100 мм рт. ст. На нижнем пределе этого интер-



вала можно в первом приближении исходить из доплеровского, а на верхнем — из однородного характера уширения. На нижнем пределе  $\Delta\omega_1/\Delta\omega_2 \approx 1$ , на верхнем пределе  $\Delta\omega_1/\Delta\omega_2 \approx 4$ .

б) Газодинамические и химические лазеры. Для них характерны температуры порядка комнатных и давления  $\sim 100$  мм рт. ст. [15–17]. При этом  $\Delta\omega_2/\Delta\omega_1 \approx 4$ .

г) Импульсные ТЕА-лазеры [18–20]. Для них характерны давления порядка атмосферного и температуры  $\sim 600$ – $800^\circ$  К. Контур линии усиления в этих лазерах является однородно уширенным, причем  $\Delta\omega_2/\Delta\omega_1 \approx 20$ – $100$ . Специфика лазеров этого типа состоит в том, что из-за очень большого уширения возникает перекрытие линий, соответствующих различным колебательно-вращательным переходам [20]. Поэтому реальная ширина контура усиления может превышать  $\Delta\omega_2$  в несколько десятков раз.

Проведенный в настоящей работе анализ показал, что вопрос о методике измерения коэффициента усиления нельзя рассматривать безотносительно к модовому составу генерации. В зависимости от модовой структуры увеличение  $\Delta\nu_2/\Delta\nu_1$  может приводить как к повышению точности (п. 2), так и к ее ухудшению (п. 3). Выше обсуждались ошибки, которые могут возникнуть из-за отсутствия контроля за тем, на каких колебательно-вращательных переходах имеет место генерация<sup>1</sup>. В ряде случаев анализ возникающей при этом погрешности можно проводить аналогично тому, как это делалось для различного модового состава. Для зондирующего лазера это может быть сделано заменой продольных мод на спектральные линии. При использовании для просвечивания относительно маломощных лазеров весьма вероятно, что генерация из-за конкуренции колебательно-вращательных переходов происходит лишь на наиболее сильной линии  $P$  (20). Однако для исследуемой среды такая аналогия неприменима, так как контур усиления является огибающей для отдельных мод, но не для различных линий. Исключение составляют лишь ТЕА-лазеры, в которых отдельные линии сливаются в сплошную полосу.

Остановимся в заключение на вопросе о достоверности работ, в которых коэффициент усиления лазеров на  $\text{CO}_2$  измерялся без спектрального [6–8] и модового контроля (во всех известных авторам работах, например, [6–10]). Как указывалось выше, ошибки во многих случаях уменьшаются из-за генерации лазера на одной линии и одной моде. Однако и в том случае, когда это действительно так, остаются ошибки, связанные с неопределенностью частоты продольной моды в пределах  $c/4L$  и с неоднозначностью интерпретации полученного значения показателя усиления из-за неучета режима генерации, в котором предполагается использовать исследуемую среду. Анализ таких погрешностей проведен в п. 1 и 3. Измеренный в этих экспериментах показатель усиления определяет с погрешностью, заданной формулами (2) — (4), показатель усиления среды в одномодовом режиме, причем погрешность тем меньше, чем больше  $\Delta\omega_2/\Delta\omega_1$ , т. е. в конечном счете  $p_2/p_1$ , где  $p_2$  и  $p_1$  — давления газа в исследуемой среде и в источнике излучения<sup>2</sup>. Именно этим объясняется удовлетворительность результатов, полученных в [6–10]. Для пересчета экспериментальных данных на режим многомодовой генерации следует воспользоваться формулами (4.5) и (4.6) (фиг. 4), а также (4.8).

В целом же следует обратить внимание на необходимость более тщательного контроля за спектральным и модовым составом. Первое может

<sup>1</sup> При этом подразумевается, что вопрос о том, на каком из колебательных переходов  $00^0_1$ – $10^0_1$  или  $00^0_1$ – $02^0_1$  происходит генерация, выяснен экспериментально.

<sup>2</sup> При давлениях выше 10 мм рт. ст. преобладает однородное уширение.

быть сделано с помощью дифракционных приборов, второе — с помощью интерференционных приборов высокой разрешающей силы (например, эталонов Фабри — Перо). Стабилизация положения моды может быть осуществлена подстройкой длины резонатора (например, с помощью пьезокерамики) [21].

Поступила 15 II 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ищенко Е. Ф., Климов Ю. М. Оптические квантовые генераторы. М., «Советское радио», 1968.
2. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов. М.— Л., Физматгиз, 1963.
3. Янке Е., Эмде Ф. Таблицы функций с формулами и кривыми, М., Физматгиз, 1959.
4. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., Гостехиздат, 1953.
5. Witteman V. J. Inversion mechanisms population densities and coupling-out of a highpower molecular laser. Philips, Res. Repts, 1966, vol. 21, No. 2.
6. Гембаржевский Г. В., Генералов Н. А., Козлов Г. И., Ройтенбург Д. И. О коэффициенте усиления света в смеси  $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$  при ее расширении в сверхзвуковом сопле. ЖЭТФ, 1972, т. 62, вып. 3, стр. 844.
7. Lee G., Gowen F. E., Hagen J. R. Gain and power of  $\text{CO}_2$  gasdynamic lasers. AIAA Journal, 1972, vol. 10, No. 1.
8. Гембаржевский Г. В., Генералов Н. А., Козлов Г. И. Экспериментальные исследования коэффициента усиления света в смесях  $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$  ( $\text{H}_2\text{O}$ ) при расширении в сверхзвуковом сопле. ПМТФ, 1973, № 4, стр. 18.
9. Figueira J. F., Reichelt W. H., Schappert G. T., Stratton T. F., Fenstermacher C. A. Nanosecond pulse amplification in electron-beam-pumped  $\text{CO}_2$  amplifiers. Appl. Phys. Letters, 1973, vol. 22, No. 5, p. 216.
10. Robinson A. M. Spatial resolution of gain in  $\text{CO}_2$  transversely excited pulsed discharge. Appl. Phys., 1971, vol. 42, No. 10, p. 4098.
11. Данилов В. В., Кругляков Э. П., Шутько Е. В. Измерение вероятности перехода  $P_{20}$  ( $00^0_1-100^0_0$ )  $\text{CO}_2$  и ударного уширения при столкновениях с  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  и He. ПМТФ, 1972, № 6.
12. Hill A. E. Uniform electrical excitation of large-volume high-pressure near-sonic  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$  flowstreams. Appl. Phys. Letters, 1971, vol. 18, No 5.
13. Vuczek C. J., Wayne R. J., Chenausky P., Freiberg R. J. Magnetically stabilized cross-field  $\text{CO}_2$ -laser. Appl. Phys. Letters, 1970, vol. 16, No 8.
14. Беломестнов П. И., Иванченко А. И., Солоухин Р. И., Якоби Ю. А. Использование протяженного тлеющего газового разряда в  $\text{CO}_2$ -лазере замкнутого цикла с конвективным охлаждением. ПМТФ, 1974, № 1.
15. Gerry E. T. Gasdynamic lasers. IEEE Spectrum, 1970, vol. 7, No. 11, p. 51.
16. Крошко В. Н., Солоухин Р. И. Оптимальные режимы инверсии при тепловом возбуждении смещением в сверхзвуковом потоке. Докл. АН СССР, 1973, т. 211, № 4.
17. Джиджоев М. С., Платоненко В. Т., Хохлов Р. В. Химические лазеры. Усп. физ. н., 1970, т. 100, вып. 4, стр. 641.
18. Beaulieu J. A. High peak power gas lasers. Proc. IEEE, 1971, vol. 59, No. 4, p. 667.
19. Afonin Yu. V., Byshewski V., Ponomarenko A. G., Soloukhin R. I., Tishchenko V. N. Investigation of the energetic characteristics of powerful laser systems of the electro-ionization type. 11-th Internat. Conference Phenomena in Ionized Gases, 1973, p. 166.
20. Robinson A. M. Gain distribution in a  $\text{CO}_2$  TEA laser. Canadian J. Phys., 1972, vol. 50, No. 20.
21. Бетеров И. М., Матюгин Ю. А., Милушкин Г. А., Трошин В. И., Чеботаев В. П. Высокостабильный газовый лазер. Автометрия, 1972, № 6, стр. 55.