

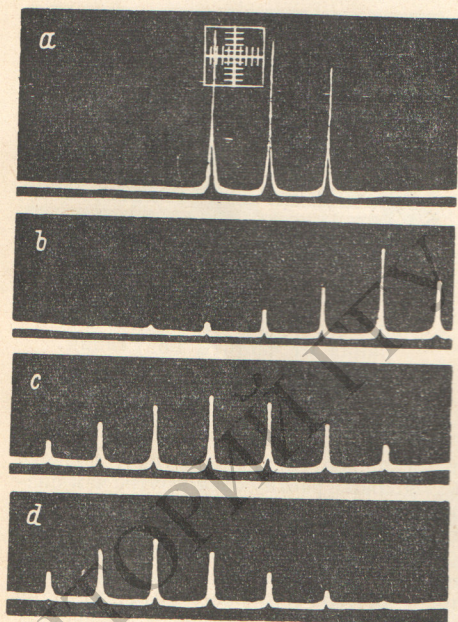
Поступило в Редакцию 21 июля 1975 г.

УДК 621.373 : 535

СПЕКТР ГЕНЕРАЦИИ He—Ne ЛАЗЕРА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЧАСТОТЫ МОДУЛЯЦИИ ПОТЕРЬ РЕЗОНАТОРА

Э. И. Иванов, В. И. Петров и Н. Н. Петрова

В данной работе сообщается о результатах исследования поведения спектра генерации He—Ne лазера в зависимости от частоты модуляции потерь резонатора. Частота модуляции сканировалась в небольших пределах (≈ 1 МГц) от частоты межмодовых биений, которая в нашем эксперименте равнялась примерно 144 МГц. Модулятором потерь в эксперименте служил помещенный вблизи одного из зеркал резонатора электрооптический кристалл KDP [1]. Спектр генерации анализировался, как обычно, с помощью сканирующего интерферометра Фабри—Перо. Регистрируемые зависимости приведены на рисунке. Рисунок, *a* представляет спектр свободной генерации. В наших экспериментах он состоял из 2—3 (в зависимости от положения на контуре усиления) продольных мод. При подаче на модулятор постоянного напряжения, соответствующего повышению уровня неселективных потерь, спектр генерации изменялся следующим образом: сначала начинала гаснуть наибольшая по частоте мода, затем соседняя с ней и так далее. Последней гасла мода с наименьшей частотой, хотя часто (это определялось настройкой резонатора) при первоначальном низком уровне потерь ее мощность была значительно меньше мощности мод, имеющих большие частоты. Этот факт можно объяснить, приняв во внимание асимметрию контура усиления активной среды He—Ne лазера, обусловленную наличием примерно 9% примесного изотопа Ne²², частота рабочего перехода которого больше, чем у основного изотопа Ne²⁰ [2]. Поэтому коэффициент усиления мод на высокочастотном крыле контура усиления больше, чем на низкочастотном. В силу этого обстоятельства из конкурирующих мод, расположенных симметрично относительно центра основного изотопа Ne²⁰, в более выгодных условиях оказывается та мода, частота которой больше, и генерирует поэтому мода только на высокочастотном краю контура усиления. При внесении неселективных потерь условия конкуренции вследствие уменьшения интенсивности изменяются таким образом, что в первую очередь гаснут моды, расположенные на краю контура усиления.



Зависимость формы спектра генерации от частоты модуляции.

a — спектр свободной генерации, *b* — синхронизованный спектр $\Delta\nu > 0$, *c* — оптимально синхронизованный спектр $\Delta\nu = 0$, *d* — синхронизованный спектр $\Delta\nu < 0$. Расстояние между модами примерно 144 МГц.

Когда частота модуляции $\nu_{\text{мод}}$ подходит близко к частоте межмодовых биений, имеет место комбинационный захват мод модуляционными спутниками и спектр становится синхронизованным. При этом форма спектра по сравнению со спектром свободной генерации изменяется значительным образом (см. рисунок, *a*, *c*, *d*). Количество мод увеличивалось сразу до 7—8. Существует оптимальная частота модуляции $\nu_{\text{опт}}$, когда огибающая спектра мод становится симметричной, форма ее с хорошей степенью точности описывается гауссовой функцией [3]. При этом выходная мощность принимает максимальное значение (см. рисунок, *c*). Сравнивая рисунки *a* и *c*, легко видеть, что центр огибающей несинхронизованного спектра генерации находится несколько выше по частоте, чем центр огибающей оптимально синхронизованного спектра.

При расстройке частоты модуляции от оптимального поведение спектра генерации определяется знаком $\Delta\nu = \nu_{\text{mod}} - \nu_{\text{opt}}$. Если $\Delta\nu$ становится больше нуля на несколько кГц, то максимум огибающей спектра мод смещается на низкочастотный край контура усиления на несколько сот МГц, форма его становится отличной от гауссовой (см. рисунок, в). При $\Delta\nu < 0$ спектр мод перемещается на высокочастотный край контура усиления (см. рисунок, д).

Такое поведение спектра генерации связано, несомненно, с асимметрией контура усиления He—Ne лазера, которая приводит к тому, что межмодовый интервал в высокочастотной области контура усиления оказывается уже, чем в низкочастотной [4]. Ясно, поэтому, что при сканировании частоты модуляции условия синхронизации мод, расположенных на разных участках контура усиления, будут различными. Если при нулевой расстройке наиболее благоприятны условия для синхронизации мод, расположенных в центре контура усиления, то при увеличении (уменьшении) частоты модуляции будут становиться благоприятными условия синхронизации мод, расположенных на низкочастотном (высокочастотном) крыле контура. Таким образом, при увеличении частоты модуляции огибающая спектра генерации (и в особенности ее максимум) должна смещаться из высокочастотной области спектра в низкочастотную, что и наблюдалось в эксперименте.

Литература

- [1] И. И. Адрианова, В. Б. Волконский, Э. И. Иванов, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 28, 986, 1970.
 [2] A. Ssöke. Phys. Rev., 134, 1450, 1964.
 [3] O. P. McDuff, S. E. Harris. IEEE J. Quant. Electron., 3, 401, 1967.
 [4] C. W. Hong, J. R. Winnevy. IEEE J. Quant. Electron., 5, 367, 1969.

Поступило в Редакцию 21 июля 1975 г.

УДК 537.226+535.36

О ДИСПЕРСИОННОМ АНАЛИЗЕ СЛОЖНЫХ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ

А. А. Кухарский

Большинство экспериментаторов при дисперсионном анализе сложных спектров отражения изоляторов традиционно используют диэлектрическую функцию Лоренца, основанную на модели независимых осцилляторов и допущении об аддитивности их вклада в поляризуемость

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1 \pm i\epsilon_2 = \epsilon_\infty + \sum_j \frac{S_{jt}\Omega_{jt}^2}{\Omega_{jt}^2 - \omega^2 \mp i\Gamma_{jt}\omega}, \quad (1)$$

где S_{jt} , Ω_{jt} , Γ_{jt} — силы, собственные частоты и затухания установившихся в системе поперечных колебаний.

Однако сейчас уже хорошо исследована более общая факторизованная дисперсионная зависимость [1-4] вида

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1 \pm i\epsilon_2 = \epsilon_\infty \prod_j \frac{\Omega_{jt}^2 - \omega^2 \mp i\Gamma_{jt}\omega}{\Omega_{jt}^2 - \omega^2 \mp i\Gamma_{jt}\omega}, \quad (2)$$

где Ω_{jt} , Γ_{jt} , Ω_{jl} , Γ_{jl} — собственные частоты и затухания как поперечных, так и продольных колебаний.

Функция (2) применима вдали от области межзонных переходов, удовлетворяет принципу причинности в произвольном интервале частот и дает острорезонансное описание спектров отражения, причем Ω_{jl} и Ω_{jt} приблизительно соответствует минимумам и максимумам экспериментальных зависимостей. Кроме того, из условия $\epsilon_2(\omega) > 0$ следует, как нетрудно убедиться, простой критерий корректности величин определяемых затуханий: $\sum \Gamma_{jl} \geq \sum \Gamma_{jt}$. Несколько подробнее следует остановиться на трактовке находимых собственных частот многомодовой системы.

При отсутствии затухания дисперсионные функции (1) и (2) тождественны, так что, приравняв их на некой $\omega = \omega_{kl} \neq \omega_{jt}$, легко получить выражение для S_{jt} , впервые указанное авторами [5]

$$S_{jt} = \epsilon_\infty \left(\frac{\Omega_{jl}^2}{\Omega_{jt}^2} - 1 \right) \prod_{k \neq j} \frac{\Omega_{kl}^2 - \Omega_{jt}^2}{\Omega_{kl}^2 - \Omega_{jt}^2}.$$