

Ч. К. МУХТАРОВ

СПЕКТР ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ С ПЛОСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ

(Представлено академиком И. В. Обреимовым 22 IX 1971)

Как известно, режим работы ОКГ зависит как от типа используемой активной среды, так и от конструкции резонатора. Спектральная область излучения ОКГ определяется активной средой, однако детальное строение спектра и временной режим в большей мере зависят от вида и свойств используемого резонатора. При изучении спектра генерации в резонаторе с плоскими выносными зеркалами, обычно, вначале рассматривается сложная интерференционная система, состоящая из 4 отражающих поверхностей ^(1, 2) (рис. 1).

В настоящей работе изложен другой подход к проблеме определения спектра индуцированного излучения в резонаторах с плоскими зеркалами. Рассмотрение сложной интерференционной системы разбито на отдельные, сравнительно простые этапы.

Если концевые зеркала резонатора обладают большим коэффициентом отражения, то электромагнитное поле внутри резонатора представляет собой суперпозицию плоских стоячих волн (мод) с узлами электрического поля на зеркалах. Чтобы не усложнять рассмотрения, ограничимся изучением только продольных мод, для которых поле зависит лишь от координаты z .

Пусть N_i — число фотонов i -й моды. Генерация на i -й моде возможна, если $dN_i/dt \geq 0$. Уравнения, определяющие N_i , имеют вид ⁽³⁾

$$dN_i/dt = -Dag_i\eta_2^i(n_i^n - \bar{n}_i)N_i, \quad (1)$$

$$dn/dt = (n_0 - n)/\tau_1 - snD \sum_i g_i \cdot \Phi_i \cdot \eta_2^i \cdot N_i, \quad (2)$$

$$\bar{n}_i = \frac{1}{a} \int n \Phi_i dz, \quad n_i^n = \frac{1}{Dag_i} (\gamma_1 \eta_1^i + \gamma_2 + \gamma_3 \eta_3^i); \quad (3)$$

здесь $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — не зависящие от номера моды коэффициенты потерь в областях 1, 2, 3; $\eta_1^i = W_1^i/W_2^i$, $\eta_3^i = W_3^i/W_2^i$, где W_1^i, W_2^i, W_3^i — плотности энергии i -й моды в областях 1, 2, 3; η_2^i — отношение энергии i -й моды внутри активной среды к энергии i -й моды во всем резонаторе ⁽³⁾; g_i — интенсивность линии люминесценции на частоте i -й моды; $Dg_i\Phi_i$ — вероятность спонтанного излучения фотона в i -ю моду активным центром, находящимся в точке z ; $\Phi_i(z)$ учитывает пространственную неоднородность стоячей волны ⁽³⁾; $n(z)$ — линейная плотность инверсной заселенности, $\bar{n}_i$ — средняя линейная плотность инверсной заселенности, отнесенная к i -й моде ⁽³⁾ ($\bar{n}_i$ зависит от накачки и от относительного расположения полей генерирующих мод); n_i^n — пороговое значение инверсной заселенности i -й моды (когда при росте накачки $\bar{n}_i$ достигает значения n_i^n , на i -й моде возникает генерация); n_0 — стационарное значение инверсной заселенности при заданной накачке в отсутствие резонатора; τ_1 — характерное время установления стационарной инверсной заселенности в отсутст-

вие резонатора (⁴); a — длина активной среды; s — множитель, равный 2 при 3-х уровневой и 1 при 4-х уровневой схемах генерации.

Уравнения (1) и (2) определяют спектр генерации в резонаторе с плоскими выносными зеркалами. Однако до того, как приступить к их решению, следует связать η_1^i , η_2^i и η_3^i с параметрами резонатора.

Как видим, входящая в уравнение (1) величина порога n_i^n существенно зависит от отношения плотностей энергии в зазорах к плотности энергии в активной среде. Этот факт имеет простой физический смысл, заключающийся в том, что наиболее благоприятные условия для возникновения

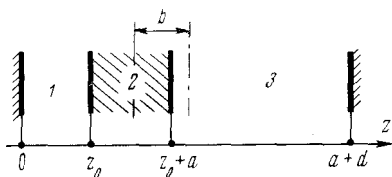


Рис. 1

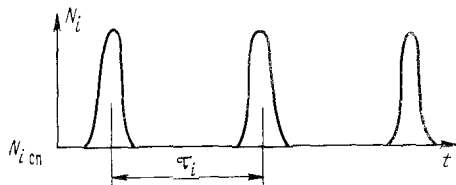


Рис. 2

генерации существуют на модах, у которых наибольшее количество индуцированных переходов ($\sim W_2^i$) и наименьшие потери в зазорах и на зеркалах ($\sim W_1^i, W_3^i$). Отношение плотностей энергий η_1^i и η_3^i зависит только от скачка показателя преломления и фазы амплитуды стоячей волны на диэлектрической границе (локальные свойства границы). В этом смысле нахождение η_1^i и η_3^i не требует рассмотрения всей сложной интерференционной системы, состоящей из 4 параллельных отражающих плоскостей (рис. 1). Согласно (³)

$$\eta_1^i = 2(\mu^2 + 1)^{-1} (1 - \chi \cos 2k_i z_0)^{-1}, \quad \eta_2^i = \left(1 + \frac{z_0}{a} \eta_1^i + \frac{d - z_0}{a} \eta_3^i\right)^{-1}, \quad (4)$$

$$\eta_3^i = 2(\mu^2 + 1)^{-1} [1 - \chi \cos 2k_i (d - z_0)]^{-1}, \quad \chi = (\mu^2 - 1)/(\mu^2 + 1);$$

здесь $k_i = 2\pi\lambda_i^{-1}$ — волновой вектор i -й моды (λ_i — длина волны), μ — показатель преломления активной среды (показатель преломления среды в зазорах равен 1), z_0 — расстояние от левого зеркала до активной среды, d — суммарная длина зазоров вдоль оси z .

Чтобы определить фазы амплитуды стоячей волны на границах активной среды, надо знать k_i . Для этого следовало бы рассматривать свою сложную интерференционную систему, однако оказывается (³), что спектр продольных мод близок к спектру мод однородного (без диэлектрических границ) резонатора той же оптической длины, и с достаточной точностью можно считать $k_i = \pi L_0^{-1} i$, $i = 1, 2, 3, \dots, L_0$ — оптическая длина резонатора. Таким образом, установлен явный вид зависимости коэффициентов уравнений (1) и (2) от параметров резонатора.

Как видно из (4), в зависимости от фаз $k_i z_0$ и $k_i (d - z_0)$ отношения плотностей энергий при изменении номера моды может изменяться в μ^2 раз (для рубина в 3 раза). Причем для мод, частоты которых лежат в пределах половинной ширины линии люминесценции, влияние перераспределения энергии на пороги генерации мод может быть гораздо существеннее, чем влияние положения частоты моды относительно максимума линии люминесценции (множитель g_i). Величина изменения порогов зависит от пространственного распределения потерь: а) при $\gamma_1 \gg \gamma_2, \gamma_3$ или $\gamma_3 \gg \gamma_1, \gamma_2$ величины порогов мод могут изменяться (при изменении i или z_0) в μ^2 раз из-за различного распределения плотности энергии; б) при $\gamma_1 = \gamma_2 \gg \gamma_3$ или $\gamma_2 = \gamma_3 \gg \gamma_1$ величины порогов будут изменяться в $2\mu^2/(\mu^2 + 1)$ раз; в) при $\gamma_2 \gg \gamma_1, \gamma_3$ величины порогов будут определяться только g_i . Таким образом, при достаточной ширине линии люминесценции и не слишком больших потерях в активной среде вид спектра генерации будет зависеть в основном от селективных свойств резонатора.

Знание добротностей мод пассивного резонатора и формы линии люминесценции не позволяет еще надежно судить о величинах порогов мод n_i^n и, следовательно, о виде спектра генерации. Например, в длинном резонаторе с которой активной средой ($d \gg a$, $\gamma_2 = 0$) моды, для которых на длине активной среды укладывается целое число $1/2\lambda_i$, обладают одинаковыми добротностями, пороги же у них могут различаться в $\sim \mu^2$ раз.

Если распределение инверсной заселенности по объему активной среды пространственно однородно, то стационарная генерация возможна лишь на одной моде с минимальным значением n_i^n . Если пространственное распределение инверсной заселенности неоднородно, то спектр генерации содержит много мод ^(5, 6).

При стационарной генерации $dn/dt = 0$ и $dN_i/dt = 0$ для генерирующих мод и $dN_i/dt < 0$ для мод, не вышедших в генерацию. В этом случае из (1) и (2) получим ⁽⁴⁾

$$n_i^n - \bar{n}_i \geq 0, \quad \bar{n}_i = \frac{n_0}{1 + \sum_j Q_j} \left[1 - \frac{1}{2 \left(1 + \sum_j Q_j \right)} \sum_j (-1)^{i-j} \cdot \Delta_{i-j} \cdot Q_j \right], \quad (5)$$

$$Q_j = sD\tau_{1g}\eta_2^j N_j, \quad \Delta_{i-j} = \frac{\sin \pi (i-j) \mu a/L_0}{\pi (i-j) \mu a/L_0} \cos 2\pi (i-j) \frac{b}{L_0};$$

здесь знак равенства для генерирующих мод, знак $>$ для мод, не вышедших в генерацию, b — смещение активной среды из симметричного положения в центре резонатора. Система алгебраических уравнений (5) определяет распределение энергии в спектре стационарной генерации.

Из всех этапов рассмотрения наиболее математически сложным является нахождение решений системы (5). Поэтому всякое упрощение математической стороны рассмотрения имеет большое значение. Кроме того, в реальных ОКГ параметры резонатора и, в частности, положение внутренних диэлектрических границ изменяются при генерации весьма существенно, и большую практическую ценность представляют методы, которые позволяют легко следить за изменением спектра при изменении параметров ОКГ. В рамках изложенного подхода можно рекомендовать упрощенный метод определения вида спектра генерации.

Если нас интересует не точное значение интенсивностей отдельных мод, а последовательность выхода мод в генерацию при увеличении накачки, то можно показать, что имеет место следующее приближенное (а иногда точное) правило: по мере повышения интенсивности накачки последовательность мод, выходящих в генерацию, соответствует последовательности мод $\{n_i^n\}$ с монотонно возрастающими порогами. Определить последовательность $\{n_i^n\}$, используя формулу (3), не представляет большого труда.

Таким образом, для определения спектра индуцированного излучения в резонаторе с выносными зеркалами следует: 1) найти распределение плотности энергии по зазорам и активной среде; 2) определить монотонно возрастающую последовательность $\{n_i^n\}$, в первом приближении она и будет определять последовательность выхода мод в генерацию; 3) решая уравнения (1), (2) (или (5) в стационарном случае), найти распределение энергии в спектре индуцированного излучения.

При таком подходе четко выделена физическая причина глубокой частотной селекции: различное распределение энергии по областям 1, 2 и 3 для различных мод. Кроме того, такой подход позволяет, следя за изменением последовательности порогов $\{n_i^n\}$, при изменении геометрических и оптических параметров ОКГ, определить влияние этих параметров на спектральный и временной режим генерации. Одним из достоинств изложенного выше метода является и то, что его без особых затруднений можно распространить на рассмотрение ОКГ, у которых внутри резонатора,

кроме активной среды, имеются еще и другие диэлектрические слои с границами, параллельными зеркалам (⁷). Все это помогает понять многие особенности работы ОКГ, которые при других методах рассмотрения остаются скрытыми. В частности, так как порог генерации сильно изменяется при перемещении границ активной среды на расстояния $\sim 1/4\lambda_i$, то малые и часто неконтролируемые возмущения (механические, тепловые, оптические) будут приводить к перестройке спектра. Можно показать, что при импульсном режиме генерации ОКГ с плоскими выносными зеркалами скорость перемещения границ активной среды относительно стоячих волн из-за теплового нагрева достаточна, чтобы приводить к срывам генерации — пичкам на каждой моде.

При явной зависимости от времени величин $\eta_2^i(t)$ и $n_i^n(t)$ стационарных решений кинетических уравнений уже быть не может. Кроме того, из-за сильного изменения n_i^n стационарные решения уже не могут быть приняты и в качестве нулевого приближения. Периодическое перераспределение энергии (например, в результате перемещения селектора (⁷)) может обусловить большое изменение n_i^n (глубокая модуляция), что приведет к установлению периодического режима на каждой генерирующей моде, такой режим наблюдался экспериментально (⁷).

При установившемся модулированном режиме с периодом τ_i , малым по сравнению с τ_i , величину $\bar{n}_i$ можно считать не зависящей от времени. В этом предположении, считая $\eta_2^i(t)$ и $n_i^n(t)$ известными функциями времени, можно найти периодические решения уравнений (1)

$$N_i = N_{i0} \cdot \exp \left\{ -Dag_i \int_0^t \eta_2^i(t) [n_i^n(t) - \bar{n}_i] dt \right\}, \quad (6)$$

причем $\bar{n}_i$ имеют значения, равные

$$\bar{n}_i \leq \int_0^{\tau_i} \eta_2^i(t) n_i^n(t) dt \left/ \int_0^{\tau_i} \eta_2^i(t) dt \right. \quad (7)$$

Выражение (6) описывает модуляцию индуцированного излучения на каждой моде, причем, если N_i , даваемое формулой (6), становится меньше спонтанного фона $N_{i\text{св}}$, то генерация состоит из отдельных вспышек — пичков, между которыми интенсивность индуцированного излучения падает до нуля (вернее, до спонтанного фона), см. рис. 2.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность акад. И. В. Обреимову и В. Н. Цикуну за полезное обсуждение.

Институт общей и неорганической химии
Академии наук СССР
Москва

Поступило
11 VIII 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ Н. С. Петров, Б. Б. Бойко, Журн. прикл. спектроскоп., № 2, 84 (1965).
² В. И. Малышев, А. С. Маркин, Там же, № 6, 471 (1967). ³ Ч. К. Мухтаров, ЖЭТФ, 60, 929 (1971). ⁴ Ч. К. Мухтаров, Оптика и спектроскопия, 21, 720 (1966). ⁵ Т. И. Кузнецова, С. Г. Раутиан, ФТТ, 5, 2105 (1963). ⁶ С. L. Tang, H. Statz, G. de Mars, J. Appl. Phys., 34, 2289 (1963). ⁷ В. К. Клинов, Ч. К. Мухтаров, ЖЭТФ, 61 (1971).