



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. С. Летохов,
Предельное сечение пучка излучения оптического
квантового генератора, *Докл. АН СССР*, 1965,
том 161, номер 4, 799–801

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.87

16 марта 2025 г., 16:12:49



Член-корреспондент АН СССР Н. Г. БАСОВ, Э. М. БЕЛЕНОВ, В. С. ЛЕТОХОВ

ПРЕДЕЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ПУЧКА ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

1. В статье рассматриваются ограничения на сечение пучка излучения оптических квантовых генераторов. В оптических генераторах непрерывного действия при весьма больших поперечных размерах резонатора ограничение сечения пучка излучения в принципе возможно из-за запаздывания взаимодействия удаленных областей генератора или расстройки собственных частот отдельных частей резонатора. В импульсных оптических генераторах (генераторы с Q -модуляцией^(1, 2)) ограничение сечения возникает из-за того, что процесс генерации излучения веществом происходит за время порядка времени установления типов колебаний резонатора.

2. Непрерывный режим. Предположим, что в квантовом генераторе область генерации случайно разбилась на две части, некогерентные между собой, каждая из которых представляет собой собственно отдельный квантовый генератор или, для краткости, «субгенератор». Если исходный режим генерации был устойчив, то за счет дифракционного обмена электромагнитным полем происходит захватывание субгенераторов. Запаздывание при обмене полем можно учесть, вводя эффективное время задержки τ поля, поступающего в один субгенератор из другого. Тогда задача сводится к рассмотрению режимов генерации в системе из двух связанных генераторов⁽⁵⁾, причем уравнения поля⁽⁵⁾ заменяются на следующие:

$$\ddot{E}_i(t) + \frac{\omega_i}{Q_0} \dot{E}_i(t) + \omega_0 \alpha \dot{E}_j(t - \tau) + \omega_i^2 E_i(t) = -4\pi \ddot{P}_i(t), \quad (1)$$

где индексы i, j относятся к первому и второму субгенератору; E — напряженность электрического поля; Q_0 — добротность типов колебаний субгенераторов*; ω_0 — частота рабочего перехода активного вещества; ω_i — собственные частоты типов колебаний субгенераторов, которые считаются симметрично расстроенными относительно частоты ω_0 на величину $\omega_0 \Delta$, не превышающую ширины линии резонатора; P — поляризация активного вещества.

Исследование устойчивости с учетом запаздывания, помимо найденных в⁽⁵⁾ условий ($\alpha < 0$, $|\alpha| > \Delta$), дает дополнительное условие на величину запаздывания:

$$|\alpha| \tau \lesssim 1. \quad (2)$$

Коэффициент дифракционной связи α определяется⁽³⁾ как разность скоростей затухания исходного типа колебаний и типов колебаний, возникших в субгенераторах. Если для определенности предположить, что исходный тип колебаний — низший тип колебаний ТЕМ₀₀ резонатора с плоскими квадратными зеркалами размера $2a$ и в субгенераторах возбудились низшие типы колебаний резонатора с прямоугольными плоскими зеркалами размера $a \times 2a$, то для вычисления дифракционных потерь можно воспользоваться формулами Л. А. Вайнштейна⁽³⁾. Следует отметить, что хотя такой выбор не является совершенно однозначным, он описывает все существенные особенности дифракционной связи двух субгенераторов.

* Для простоты предположено, что в субгенераторах возбудились одинаковые типы колебаний.

В этом приближении, согласно (4):

$$\alpha = \frac{\lambda}{L} \pi \beta \left\{ \frac{\sqrt{2\pi N} + \beta}{[(\sqrt{2\pi N} + \beta)^2 + \beta^2]^2} - \frac{\sqrt{1/2\pi N} + \beta}{[(\sqrt{1/2\pi N} + \beta)^2 + \beta^2]^2} \right\}, \quad (3)$$

где $N = a^2/L\lambda$, $\beta = 0,824$.

Условие $\alpha < 0$ выполнено всегда, и так как $\alpha \sim a^{-3} \sim \tau^{-3}$, то условие (2) также выполняется при сколь угодно больших значениях запаздывания τ . Следовательно, в оптических квантовых генераторах непрерывного действия эффект запаздывания не ограничивает области генерации. Однако условие (2) может дать существенные ограничения в случаях, когда связь генераторов не является дифракционной и не убывает столь сильно при увеличении τ . В дифракционно связанных генераторах непрерывного действия ограничивающим является условие $|\alpha| > \Delta$. Если расстройка собственных частот субгенераторов вызвана разностью δL оптических путей между зеркалами в субгенераторах, то это условие сводится к $(\delta L/\lambda) < 2\frac{L}{\lambda} |\alpha|$, т. е. $\delta L/\lambda$ определяет число Френеля N_{\max} предельной области генерации. Например, на $\lambda = 1 \mu$ при $\delta L \simeq 1 \text{ \AA}$, что близко к пределу качества плоских зеркал, с помощью (3) находим $N_{\max} \simeq 800$ или при $L = 100 \text{ см}$ — предельный поперечный размер области генерации $2a \simeq 5 \text{ см}$.

3. Импульсный режим. Развитие области генерации в импульсных квантовых генераторах может происходить двояким путем: а) появление и разрастание отдельных некогерентных между собой «струй», б) слияние соседних струй с установлением когерентности их излучения за счет дифракционного обмена полем. Поскольку скорость этих процессов конечна, естественно ожидать ограничения области генерации в импульсном режиме. Рассмотрим отдельно эти два процесса.

а) Минимальный размер первоначальной области генерации определяется величиной дифракционных потерь Γ_{\max} , совместимой с условием самовозбуждения: $\Gamma_{\max} = 1 - [\eta(1-r)]^{-1}$, где r и η — величины недифракционных потерь и усиления на проход соответственно. Например, в рубиновых квантовых генераторах с модулируемой добротностью $(1-r)\eta \simeq 10$. Поэтому $\Gamma_{\max} \simeq 0,9$, что соответствует значению числа Френеля области генерации $N_0 = a_0^2/L\lambda \sim 0,1$, где a_0 — радиус начальной области генерации.

Если $E_0(x)$ — распределение поля* на зеркалах ($-b < x < b$) в момент начала генерации ($t = 0$), то изменение поля в последующие моменты времени дается выражением

$$E(x, t) = \exp[-ikct] \sum_m A_m U_m(x) \exp\left[-i\frac{k_x^2}{2k} ct\right], \quad (4)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны генерируемого излучения. Выражение (4) представляет разложение поля по собственным функциям резонатора, описывающим распределение поля вдоль плоских зеркал открытого резонатора. Согласно Л. А. Вайнштейну (4):

$$U_m(x) = \frac{1}{\sqrt{2b}} \exp[ik_x x], \quad k_x = \frac{m\pi}{b(1 + \beta(1+i)/M_b)}, \quad (5)$$

где $M_b = \sqrt{2kb^2/L}$, $\beta = 0,824$. Из (4) — (5) следует, что формально диффузия поля $E(x, t)$ совершенно аналогична расплыванию волнового пакета частицы, находящейся в потенциальной яме размера $2b$. При $M_b \gg 1$, что соответствует реальным генераторам, масса такой частицы $m \approx \hbar k/c$. Поэтому радиус области генерации изменяется по закону, близкому к сле-

* Для простоты рассматривается одномерный случай, так как двухмерный приводит к аналогичным результатам.

дующему:

$$a(t) = a_0 \left[1 + \left(\frac{c\lambda t}{2\sqrt{\pi a_0^2}} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Область применимости (6) $a \ll b$.

Например, в импульсном генераторе с $L = 50$ см и $(1-r)\eta = 10$ на $\lambda = 7 \cdot 10^{-5}$ см ($a_0 = 0,1 L\lambda$)^{1/2} $\simeq 0,2$ мм) за время $t_0 \simeq 10^{-8}$ сек, которое характерно для развития импульса в генераторах с модулируемой добротностью, область генерации распространяется до величины порядка 6 мм.

б) Слияние областей генерации также рассмотрим для случая генератора с модулируемой добротностью. Анализируя колебательные уравнения (3), получаем следующие уравнения установления фаз φ_i полей в субгенераторах:

$$\dot{\varphi}_1 - \dot{\varphi}_2 = \alpha \omega_0 \sin(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (7)$$

Из (7) следует, что установление фаз субгенераторов описывается выражением $\operatorname{tg} \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} = C \exp(-|\alpha| \omega_0 t)$. Захватывание фаз, означающее совместную генерацию когерентного излучения, происходит за время

$$t_0 = (|\alpha| \omega_0)^{-1}. \quad (8)$$

Поскольку коэффициент связи α существенно зависит от области генерации, условие накладывает ограничение на предельную величину сечения когерентного луча импульсного квантового генератора, которая может быть получена путем слияния соседних областей генерации. Для рубинового генератора с прежними параметрами за время $t_0 \simeq 10^{-8}$ сек, учитывая, что величина коэффициента дифракционной связи близка к величине, даваемой выражением (3), находим область генерации порядка 4 мм.

Авторы выражают благодарность В. Н. Морозову за ряд полезных обсуждений.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило
24 XI 1964

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ R. N. Hellwarth, Adv. Quant. Electronic, N. Y., 1961, p. 334. ² Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, ЖЭТФ, 43, 354 (1962). ³ Л. А. Вайнштейн, ЖЭТФ, 44, 1050 (1963). ⁴ Л. А. Вайнштейн, ЖТФ, 34, 193 (1964). ⁵ Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. С. Летохов, ДАН, 161, № 3 (1965).