кого поля в области реверса позволит сократить габариты ЦПЭ без ухудшения его выходных характеристик.

Процесс преобразования исследовался при различных значениях параметра поперечного сечения пучка $g = R_0/R_c$ (до 0,5) и параметра входной мощности $W = P_\omega/V_0 I$ (до 5) и показал, что увеличение тока и начального радиуса потока, выбор оптимальных размеров области реверса с тормозящим полем позволяют повысить значения удельной мощности циклотронного преобразователя (до 50 кВт и более) с кпд на уровне 80–90%.

Литература

1. СВЧ-энергетика // Под ред. Э. Окресса. М., 1971.
2. *Ванке В.А., Лопухин В.М., Саввин В.Л.* // УФН. 1977. **123**, № 4. С. 633.
3. *Ванке В.А., Лопухин В.М., Росновский В.К.* и др. // Радиотехн. и электроника. 1982. **27**, № 5. С. 1014.
4. *Ванке В.А., Зайцев А.А., Лопухин В.М,* и др. // Там же. 1978. **23**, № 6. С. 1217.
5. *Блейвас И.М., Ванке В.А., Рыбникова Л.М.* и др. // Там же. 1982. **27**, № 5. С. 1009.
6. *Vanke V.A., Savvin V.L.* // Proc. Second Intern. Symp. — SPS'91, Power from Space. Paris, 1991. P. 515.

Поступила в редакцию
19.09.97

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.826

УСТОЙЧИВОСТЬ СИНФАЗНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНОЙ РЕШЕТКИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ ТАЛЬБО

В. П. Кандидов, А. В. Кондратьев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Показано, что синфазный режим генерации замкнутой лазерной решетки в цилиндрическом резонаторе Тальбо является устойчивым по отношению к малым возмущениям в виде коллективных мод высшего порядка.

Решетка дифракционно связанных лазеров в цилиндрическом резонаторе Тальбо [1, 2] представляет собой уникальный широкоапертурный источник когерентного оптического излучения. Принципиальная схема такого источника показана на рисунке. Поверхность внутренних апертур каналов генерации и зеркало дифракционной связи — два соосных цилиндра радиусами R и r соответственно. Излучение каждого канала дифрагирует и попадает в соседние каналы, отражаясь от зеркала связи. Тем самым осуществляется нелокальная пространственная связь между элементами решетки. Дифракционные потери в такой схеме минимальны, если выполнено условие обобщенного эффекта Тальбо

$$2(R-r) = z_t^c = r\left(\sqrt{1+\frac{2}{r}\,\frac{2(R\delta\varphi)^2}{\lambda}}-1\right), \quad (1)$$

где z_t^c — расстояние воспроизведения периодического (с периодом $R\delta\varphi$) волнового (с длиной волны λ) поля, сходящегося от цилиндрической поверхности радиусом R и отражаемого соосным зеркалом связи радиусом r [3].

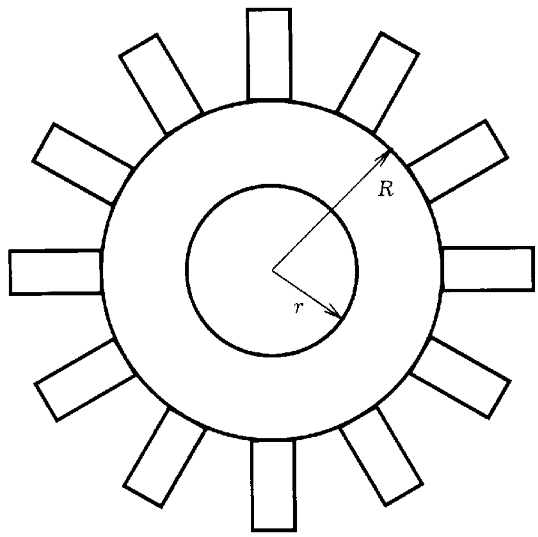

Схема лазерной решетки в цилиндрическом резонаторе Тальбо

Внутренние окна каналов просветлены, поэтому при выполнении условия (1) независимая генерация одного канала невозможна. Дифракционный обмен излучением играет принципиальную роль: он определяет выходные параметры коллективного излучения решетки. Окна каналов генерации, обращенные от оси системы, могут быть полупрозрачными либо глухими. В первом случае синфазная цилиндрическая решетка создает когерентное излучение, расходящееся из угла 2π. Если внешние окна глухие, то излучение внутри полупрозрачного (или самопросветляющегося) зеркала связи может поглощаться прокачиваемым вдоль оси системы веществом, отводиться с помощью специальных оптических средств и т.п.

В данной работе обсуждается вопрос об устойчивости синфазного режима генерации замкнутой кольцевой решетки щелевых лазеров с дифракционной связью в цилиндрическом резонаторе Тальбо.

Пусть в каждом канале генерации выделена одна поперечная мода лазерного поля, активная среда безынерционна и насыщение усиления в ней может быть описано с помощью модели двухуровневой среды с однородно уширенной линией. Внешние окна каналов считаем глухими. Положим, кроме того, что все каналы одинаковы и отстройки собственной частоты каждого из них от центра линии усиления равны нулю. Тогда исследование устойчивости сфазированного режима коллективной генерации цилиндрической лазерной решетки с дифракционной связью может быть проведено на основе анализа системы дифференциальных уравнений для медленных амплитуд E_n полей в каналах генерации [4]:

$$\begin{gathered}\frac{dE_n}{dt} = \left(\frac{g_0 l}{1+|E|^2} - 1 + M_0\right) E_n + \\ + \sum_j M_j (E_{n-j} + E_{n+j}), \quad n = 1, 2, \ldots, N,\end{gathered} \tag{2}$$

где N — число лазеров в решетке. Суммирование ведется по всем каналам генерации, для которых дифракционная связь с n-м каналом существенна. Амплитуды E_n нормированы на $\sqrt{8\pi I_s/cn}$, где I_s — интенсивность насыщения, эволюционная переменная t нормирована на τ_p — время обхода светом резонатора, $g_0 l$ — усиление слабого сигнала в канале, l — длина канала генерации. Коэффициенты дифракционной связи $M_j \equiv M_{|n-m|} \equiv M_{nm}$ каналов решетки определяются в рамках параболической теории дифракции, справедливой при условии R, r, $R-r \gg R(\varphi_n - \varphi_m) \gg \lambda$, где n, m — номера лазеров, для которых дифракционная связь существенна. Кроме того, предполагается, что пучки каналов полностью перехватываются зеркалом связи. В этих предположениях для щелевых гауссовых мод с поперечным размером σ и сходящимся цилиндрическим волновым фронтом радиуса R коэффициенты связи M_{mn} имеют вид [1, 3]

$$M_{nm} = \frac{1}{\sqrt{1-iD}} \cdot \exp\left\{-\frac{(R\delta\varphi)^2 (n-m)^2}{2\sigma^2 (1-iD)}\right\}, \tag{3}$$

$$D = \frac{2}{\pi} \frac{(R\delta\varphi)^2}{\sigma^2} \frac{R-r}{z_t^c}. \tag{4}$$

Для замкнутой кольцевой решетки справедливо условие периодичности

$$E_{j-N} = E_j = E_{j+N}. \tag{5}$$

Система уравнений (2)–(5) имеет автоколебательное решение, соответствующее синфазной генерации каналов решетки:

$$E_n = A \exp(i\Omega t), \tag{6}$$

$$A^2 = \frac{g_0 l}{1 - 2\sum \operatorname{Re} M_j - \operatorname{Re} M_0} - 1, \tag{7}$$

где $\Omega = \operatorname{Im} M_0 + 2\sum \operatorname{Im} M_j$ — сдвиг частоты лазерной генерации, определяющий медленные синхронные колебания комплексных амплитуд E_n. Из (7) видно, что характер дифракционной связи существенно влияет на выходную мощность излучения. Линеаризуя (2) в окрестности решения (5), для возмущений вида $\delta E_n \sim A\,\mathrm{e}^{i\Omega t}\,\mathrm{e}^{\sigma t}\,u_n$, $|u_n| \ll 1$, получаем систему уравнений:

$$\begin{gathered}(i\Omega + \sigma) u_n = \frac{g_0 l}{1+A^2}(-A^2 u_n - A^2 u_n^* + u_n) + \\ + (M_0 - 1) u_n + \sum M_j (u_{n-j} + u_{n+j}).\end{gathered} \tag{8}$$

Ее решения по форме совпадают с высшими коллективными модами пустого резонатора Тальбо $u_n(k) = a_k(\mathrm{e}^{ikn} + \mathrm{e}^{-ikn})$, где $k = \pi q/N$ — волновое число моды ($q = 1, 2, \ldots, N$). Временная эволюция возмущения с волновым числом k зависит от знака действительной части σ_k. Используя (7), получаем

$$\operatorname{Re} \sigma_k = -\frac{g_0 l A^2}{1+A^2} + 2\sum_j \operatorname{Re} M_j \{\cos(kj) - 1\}. \tag{9}$$

Покажем, что при выполнении условия Тальбо (1) решение (6)–(7) является устойчивым по отношению к указанным возмущениям, т.е. для всех k выполняется неравенство

$$\operatorname{Re} \sigma_k < 0. \tag{10}$$

Первое слагаемое в (9) всегда отрицательно. Числа $\cos(kj) - 1$ неположительны. Исследуем знаки $\operatorname{Re} M_j(j)$. Согласно (3),

$$\operatorname{Re} M_j \sim \cos\left\{-\frac{(R\delta\varphi)^2}{2\sigma^2} \frac{j^2 D}{1+D^2} + \frac{1}{2} \operatorname{arctg} D\right\}. \tag{11}$$

Минимальное значение $D_{\min} = \pi$ соответствует гипотетической решетке с абсолютно плотным заполнением, при котором $R\delta\varphi = \pi\sigma$. Используя (1), (4) и условие $D^2 \gg 1$, находим, что аргумент косинуса в (11) принадлежит интервалу

$$\left(\frac{1}{2} \operatorname{arctg} D - \frac{\pi}{2} j^2 \left(1 - \frac{1}{D^2}\right);\ \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{2} j^2 \left(1 - \frac{1}{D^2}\right)\right). \tag{12}$$

При $j^2 < D^2(3 - \operatorname{arctg} D/\pi)$ интервал (12) находится в I или IV квадранте, следовательно, знак (11) положителен. Для $D_{\min}$ первый член в сумме (9), для которого $\operatorname{Re} M_j < 0$, соответствует $j = 5$. Таким образом, условие на j практически не является ограничением, потому что сумма в (9) определяется небольшим числом первых слагаемых из-за быстрого убывания модуля коэффициента дифракционной связи $\left(|M_j| \sim \exp(-j^2)\right)$. Физически это соответствует тому факту, что дифракционная связь значима для конечного числа соседних каналов. Неравенство (10), таким образом, выполняется.

Отметим, что результат (10) остается в силе и для цилиндрической решетки со связью «ближайших соседей» ($j = 1$), если $\operatorname{Re} M_1 > 0$, однако в этом случае абсолютная величина декрементов затухания $\operatorname{Re} \sigma_k$ падает и устойчивость синфазной генерации снижается.

Таким образом, дифракционная связь за счет эффекта Тальбо приводит к дальнодействующей положительной кооперативности [5] элементов цилиндрической лазерной решетки. Следствием этого является высокая степень устойчивости синфазного режима генерации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17151).

Литература

1. *Кандидов В.П., Левакова И.Г.* // Квант. электроника. 1995. **22**. С. 93.
2. *Кандидов В.П., Кондратьев А.В.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1997. № 2. С. 66 (Moscow University Phys. Bull. 1997. No. 2).
3. *Кандидов В.П., Кондратьев А.В.* // Квант. электроника. 1997. **24**. С. 240.
4. *Лиханский В.В., Напартович А.П.* // УФН. 1990. **160**. С. 101.
5. *Белинцев Б.Н., Лившиц М.А., Волькенштейн М.В.* // ДАН СССР. 1981. **257**. С. 487.

Поступила в редакцию
01.10.97