第 27 卷　第 1 期
2000 年 1 月
中　国　激　光
CHINESE JOURNAL OF LASERS
Vol. A27, No. 1
January, 2000

双谐振参量振荡阈值条件的一般理论*

尹全东　蔡志岗　佘卫龙
(中山大学超快速激光光谱学国家重点实验室　广州 510275)

提要　在信号光和闲置光吸收系数不同的情况下对双谐振参量振荡阈值条件进行了分析。导出了阈值条件的一般表达式, 并进行了讨论。在信号光和闲置光吸收系数相同的情况下, 所得结果就退化为以前的理论结果。此阈值条件具有普遍意义。

关键词　吸收系数, 参量振荡, 阈值条件

1　引　言

参量振荡器的重要性在于它能够将一个频率的激光转换为信号和闲置频率的相干输出, 而且, 可以在一个很宽的频率范围内实现调谐。在已见的文献中[1~3], 对介质吸收可忽略或对信号光和闲置光吸收系数相同的情况下参量振荡的阈值条件都有详细的推导和讨论, 而对信号光和闲置光吸收系数不同情况下的参量振荡阈值条件, 尚未见有详细的研究。如果信号光和闲置光的频率相差较大, 介质对信号光和闲置光的吸收相差也较大。例如信号光的频率在可见区而闲置光的频率在红外区或两者互换的情况, 这时我们可以预见参量振荡的阈值条件与信号光和闲置光吸收系数相同情况下的阈值条件会有较大的差异, 以往的理论不再有效。由于参量振荡器在激光光谱学、非线性光学等领域有十分重要的应用, 所以参量振荡阈值条件的一般性研究就很有意义。本文将给出一般情况下参量振荡阈值条件的普遍表达式, 并进行讨论。

2　阈值条件的推导

首先假定(1) 共线匹配; (2) 远离共振吸收区, 只存在弱的线性吸收; (3) 介质充满谐振腔; (4) 抽运光低损耗; (5) $\gamma_1\gamma_1' = R_1\exp(-i\phi_1)$, $\gamma_2\gamma_2' = R_2\exp(-i\phi_2)$, 其中 γ_1, γ_1' 代表 ω_1 光在腔两端的反射系数, γ_2, γ_2' 代表 ω_2 光在腔两端的反射系数, R_1, R_2 代表 ω_1, ω_2 在腔镜的反射率。ϕ_1, ϕ_2 代表 ω_1, ω_2 光在腔两端反射时所产生的相移。如图 1 所示, 为不失一般性, 选择虚线位置为 $z = 0$ 的位置, $l_1 + l_2 = l$。由于抽运光 ω_3 不振荡, 因此 ω_3 光在腔两端的反射系数 $\gamma_3 = \gamma_3' = 0$。

由假设(4) 在抽运光低损耗时, 可得 $\frac{dE_3}{dz} = 0$, 则 $E_3(z) = E_3(0) = c$(实常数), 即有 $A_3(z) = A_3(0) =$ 实常数。令 $E_r(z) = \sqrt{\omega_r/n_r}A_r(z)$, $r = 1, 2, 3$。在慢变振幅近似下, 类似于文献[2]

* 国家自然科学基金(19604015)资助项目。
收稿日期: 1998-09-02; 收到修改稿日期: 1998-11-02

的推导,有如下耦合波方程

$$\begin{cases}\dfrac{dA_1}{dz}=-\dfrac{1}{2}\alpha_1A_1+igA_2^*\\[2mm]\dfrac{dA_2^*}{dz}=-\dfrac{1}{2}\alpha_2A_2^*-igA_1\end{cases}\tag{1}$$

其中 α_1,α_2 分别是介质对频率为 ω_1 和 ω_2 的光的光强线性吸收系数,为实常数。而 $g=KA_3(0)$,其中 $K=\dfrac{d_{\mathrm{eff}}}{c}\sqrt{\dfrac{\omega_1\omega_2\omega_3}{n_1n_2n_3}}$,$d_{\mathrm{eff}}$ 为二阶有效的非线性系数。

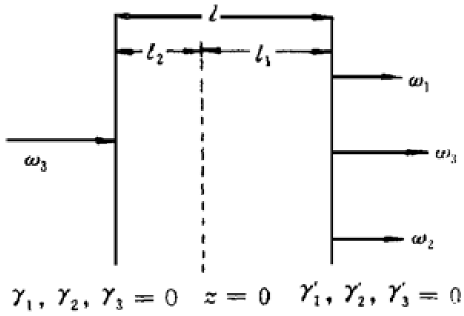

图 1 参量振荡示意图

Fig. 1 Diagramatric sketch of parametric oscillation

由方程(1) 可得到关于 A_1 的二阶常微分方程

$$\frac{d^2A_1}{dz^2}+\frac{1}{2}(\alpha_1+\alpha_2)\frac{dA_1}{dz}+\left(\frac{1}{4}\alpha_1\alpha_2-g^2\right)A_1=0\tag{2}$$

有如下通解

$$A_1(z)=c_1e^{r_1z}+c_2e^{r_2z}\tag{3}$$

其中

$$\begin{cases}r_1=\dfrac{-(\alpha_1+\alpha_2)+\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2+16g^2}}{4}\\[2mm]r_2=\dfrac{-(\alpha_1+\alpha_2)-\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2+16g^2}}{4}\end{cases}\tag{4}$$

把(3) 式代入(1),可解得

$$A_2(z)=ic_1^*\frac{\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)}{g}e^{r_1z}+ic_2^*\frac{\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)}{g}e^{r_2z}\tag{5}$$

利用如下边界条件确定出常数 $c_1(c_1^*)$,$c_2(c_2^*)$

$$\begin{cases}A_1(0)=c_1+c_2\\[2mm]A_2(0)=ic_1^*\dfrac{\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)}{g}+ic_2^*\dfrac{\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)}{g}\end{cases}\tag{6}$$

从而得到 $A_1(z)$,$A_2(z)$ 的解

$$A_1(z)=\frac{g}{i(r_2-r_1)}A_2^*(0)(e^{r_1z}-e^{r_2z})+\frac{1}{(r_2-r_1)}A_1(0)\cdot\left[\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1z}-\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2z}\right]\tag{7}$$

$$A_2^*(z)=\frac{1}{(r_1-r_2)}A_2^*(0)\left[\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1z}-\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2z}\right]+\frac{1}{ig(r_2-r_1)}A_1(0)\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)(e^{r_1z}-e^{r_2z})\tag{8}$$

产生双谐振情况,边界条件为 $A_1(0)\neq0$,$A_2(0)\neq0$。因为

$$E_1(t,z) = \frac{1}{2}E_1(z)e^{ik_1z-i\omega_1t} + c.c. = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\omega_1}{n_1}}A_1(z)e^{ik_1z-i\omega_1t} + c.c.$$

$$E_2(t,z) = \frac{1}{2}E_2(z)e^{ik_2z-i\omega_2t} + c.c. = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\omega_2}{n_2}}A_2(z)e^{ik_2z-i\omega_2t} + c.c.$$

设

$$\begin{cases} A_1'(z) = A_1(z)e^{ik_1z} \\ A_2'(z) = A_2(z)e^{ik_2z} \end{cases} \tag{9}$$

则场的空间函数(略去 $\sqrt{\frac{\omega_r}{n_r}}, r = 1, 2$。考虑了传播因子) 为

$$A_1'(z) = \left\{\frac{g}{i(r_2-r_1)}A_2^*(0)(e^{r_1z}-e^{r_2z}) + \frac{1}{(r_2-r_1)}A_1(0)\cdot\left[\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1z}-\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2z}\right]\right\}e^{ik_1z} \tag{10}$$

$$A_2^{*\prime}(z) = \left\{\frac{1}{(r_1-r_2)}A_2^*(0)\left[\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1z}-\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2z}\right] + \frac{A_1(0)}{ig(r_2-r_1)}\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)(e^{r_1z}-e^{r_2z})\right\}e^{-ik_2z} \tag{11}$$

循环一次分三步考虑:

(1) 正向传播, $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 相位匹配; ω_1, ω_2 单程放大, 吸收:

$$\begin{cases} A_1'(l) = A_1'(z)\big|_{z=l} \\ A_2^{*\prime}(l) = A_2^{*\prime}(z)\big|_{z=l} \end{cases} \tag{12}$$

(2) ω_1, ω_2 反向传播, ω_3 全部正向输出, $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 相位不匹配, ω_1, ω_2 不放大, 没有参量增益, $g = 0$, 但有吸收, 耦合波方程(1) 变成

$$\begin{cases} \frac{da_1}{dz} = -\frac{1}{2}\alpha_1a_1 \\ \frac{da_2^*}{dz} = -\frac{1}{2}\alpha_2a_2^* \end{cases} \tag{13}$$

a_1, a_1^* 表示 ω_1, ω_2 反向传播的场。(13) 的通解为(考虑了传播因子)

$$\begin{cases} a_1 = a_1(0)e^{-\frac{1}{2}\alpha_1z}e^{ik_1z} \\ a_2^* = a_2^*(0)e^{-\frac{1}{2}\alpha_2z}e^{ik_2z} \end{cases} \tag{14}$$

利用初始条件: $a_1(0) = A_1'(l), a_2^*(0) = A_2^{*\prime}(l)$, (13) 的特解为

$$\begin{cases} a_1 = A_1'(l)e^{-\frac{1}{2}\alpha_1z}e^{ik_1z} \\ a_2^* = A_2^{*\prime}(l)e^{-\frac{1}{2}\alpha_2z}e^{ik_2z} \end{cases} \tag{15}$$

传播到左腔有

$$\begin{cases} a_1(l) = A_1'(l)e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l}e^{ik_1l} \\ a_2^*(l) = A_2^{*\prime}(l)e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l}e^{ik_2l} \end{cases} \tag{16}$$

令 $a_1(l) = A_1''(2l), a_2^*(l) = A_2^{*\prime\prime}(2l)$, 有

$$\begin{cases} A_1''(2l) = A_1'(l)e^{ik_1l}e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l} \\ A_2^{*\prime\prime}(2l) = A_2^{*\prime}(l)e^{-ik_2l}e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l} \end{cases} \tag{17}$$

(3) 考虑表面反射的影响,根据菲涅耳公式得知,ω_1, ω_2 在腔两端反射时,振幅和相位都会发生变化,反射系数 γ_1, γ_1' 和 γ_2, γ_2' 分别代表 ω_1 和 ω_2 在腔左、右两端反射后与反射前的振幅比(包括相位变化)。考虑假设(5)得到

$$\begin{cases} A_1'''(2l) = A_1''(2l)\gamma_1\gamma_1' = A_1''(2l)R_1e^{-i\phi_1} \\ A_2^{*}\,'''(2l) = A_2^{*}\,''(2l)(\gamma_2\gamma_2')^{*} = A_2^{*}\,''(2l)R_2e^{i\phi_2} \end{cases} \tag{18}$$

联立(10),(11),(12),(17),(18)得到

$$\begin{cases} A_1'''(2l) = \left\{ \dfrac{g}{i(r_2-r_1)}A_2^{*}(0)(e^{r_1l}-e^{r_2l}) + \dfrac{1}{r_2-r_1}A_1(0)\left[\left(r_2+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1l} - \left(r_1+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2l}\right]\right\} \\ \qquad R_1e^{i(2k_1l-\phi_1)}e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l} \\ A_2^{*}\,'''(2l) = \left\{\dfrac{1}{r_1-r_2}A_2^{*}(0)\left[\left(r_1+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1l} - \left(r_2+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2l}\right] + \right. \\ \qquad \left. \dfrac{A_1(0)}{ig(r_2-r_1)}\left(r_1+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)\left(r_2+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)(e^{r_1l}-e^{r_2l})\right\}R_2e^{-i(2k_2l-\phi_2)}e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l} \end{cases} \tag{19}$$

考虑再现条件

$$\begin{cases} A_1'''(2l) = A_1'(0) = A_1(0) \\ A_2^{*}\,'''(2l) = A_2^{*}\,'(0) = A_2^{*}(0) \end{cases} \tag{20}$$

由(19),(20)两式可得到如下关于 $A_1(0)$ 和 $A_2^{*}(0)$ 的二元一次齐次线性方程组

$$\begin{cases} \dfrac{-igR_1}{r_2-r_1}(e^{r_1l}-e^{r_2l})e^{i(2k_1l-\phi_1)}e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l}A_2^{*}(0) + \\ \left\{\dfrac{R_1}{r_2-r_1}\left[\left(r_2+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{\alpha_1l} - \left(r_1+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2l}\right]e^{i(2k_1l-\phi_1)}e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l} - 1\right\}A_1(0) = 0 \\ \left\{\dfrac{-R_1}{r_2-r_1}\left[\left(r_1+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1l} - \left(r_2+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2l}\right]e^{-i(2k_2l-\phi_2)}e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l} - 1\right\}A_2^{*}(0) + \\ \dfrac{R_2}{ig(r_2-r_1)}\left(r_1+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)\left(r_2+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)(e^{r_1l}-e^{r_2l})e^{-i(2k_2l-\phi_2)}e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l}A_1(0) = 0 \end{cases} \tag{21}$$

方程组(21)中 $A_1(0)$ 和 $A_2^{*}(0)$ 有非零解的充要条件是

$$\begin{vmatrix} \dfrac{-igR_1}{r_2-r_1}(e^{r_1l}-e^{r_2l})e^{i(2k_1l-\phi_1)}e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l} & \dfrac{R_1}{r_2-r_1}\left[\left(r_2+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1l} - \left(r_1+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2l}\right]e^{i(2k_1l-\phi_1)}e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l} - 1 \\ \dfrac{-R_2}{r_2-r_1}\left[\left(r_1+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1l} - \left(r_2+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2l}\right]e^{-i(2k_2l-\phi_2)}e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l} - 1 & \dfrac{R_2e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l}}{ig(r_2-r_1)}\left(r_1+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)\left(r_2+\dfrac{1}{2}\alpha_1\right)(e^{r_1l}-e^{r_2l})e^{-i(2k_2l-\phi_2)} \end{vmatrix}$$

$$= 0 \tag{22}$$

化简(22)得到

$$\begin{aligned} & R_1R_2e^{(r_1+r_2)l}e^{-\frac{1}{2}(\alpha_1+\alpha_2)l}e^{i[(2k_1l-\phi_1)-(2k_2l-\phi_2)]} + \\ & \frac{R_2}{(r_2-r_1)}\left[\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1l} - \left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2l}\right]e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l}e^{-i(2k_2l-\phi_2)} - \\ & \frac{R_1}{r_2-r_1}\left[\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1l} - \left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2l}\right]e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l}e^{i(2k_1l-\phi_1)} + 1 = 0 \end{aligned} \tag{23}$$

要产生振荡,必须满足纵模条件

$$\begin{cases} 2k_1l - \phi_1 = 2m\pi \\ 2k_2l - \phi_2 = 2s\pi \end{cases} \quad (m, s \text{ 为整数}) \tag{24}$$

把(24)代入(23)得到

$$R_1R_2e^{(r_1+r_2)l}e^{-\frac{1}{2}(\alpha_1+\alpha_2)l}+\frac{R_2}{r_2-r_1}\left[\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1l}-\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2l}\right]e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l}-$$
$$\frac{R_1}{r_2-r_1}\left[\left(r_2+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_1l}-\left(r_1+\frac{1}{2}\alpha_1\right)e^{r_2l}\right]e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l}+1=0 \tag{25}$$

把(4) 式 r_1,r_2 代入(25) 得到

$$R_1R_2e^{-(\alpha_1+\alpha_2)l}+\frac{(\alpha_1-\alpha_2)}{\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2+16g^2}}e^{-\frac{(\alpha_1+\alpha_2)}{4}l}\left[R_1e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l}-R_2e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l}\right]\cdot \mathrm{sh}\left[\frac{\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2+16g^2}}{4}l\right]$$
$$-e^{-\frac{\alpha_1+\alpha_2}{4}l}\left[R_1e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l}+R_2e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l}\right]\cdot \mathrm{ch}\left[\frac{\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2+16g^2}}{4}l\right]+1=0 \tag{26}$$

这就是所求的振荡所满足的阈值条件。

3 讨　论

(1) 若 $\alpha_1=\alpha_2=0$, 即不考虑介质吸收, 由(26) 式可得到

$$\mathrm{ch}(gl)=\frac{1+R_1R_2}{R_1+R_2} \tag{27}$$

在低阈值下, 把 $\mathrm{ch}x$ 展开成二阶 $\mathrm{ch}x=1+\frac{1}{2}x^2$, 则(27) 式可化为

$$gl=\sqrt{\frac{2[R_1R_2-(R_1+R_2)+1]}{R_1+R_2}} \tag{28}$$

(2) 若 $\alpha_1=\alpha_2=\alpha\neq 0$, 即介质对信号光和闲置光的吸收系数相同, 由(26) 式可得到

$$\mathrm{ch}(gl)=\frac{1+R_1R_2e^{-2\alpha l}}{(R_1+R_2)e^{-\alpha l}} \tag{29}$$

在低阈值下, 把 $\mathrm{ch}x$ 展开成二阶: $\mathrm{ch}x=1+\frac{1}{2}x^2$, 则(29) 式可化为

$$gl=\sqrt{\frac{2[R_1R_2e^{-2\alpha l}-(R_1+R_2)e^{-\alpha l}+1]}{(R_1+R_2)e^{-\alpha l}}} \tag{30}$$

(3) 若 $\alpha_1\neq\alpha_2$, 且 α_1,α_2 至少有一个不为零。在低阈值下, 把 $\mathrm{sh}x$, $\mathrm{ch}x$ 展开成二阶 $\mathrm{sh}x=x$, $\mathrm{ch}x=1+\frac{1}{2}x^2$。则(26) 式可化为

$$R_1R_2e^{-(\alpha_1+\alpha_2)l}+\frac{(\alpha_1-\alpha_2)}{\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2+16g^2}}e^{-\frac{(\alpha_1+\alpha_2)}{4}l}\left[R_1e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l}-R_2e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l}\right]\frac{\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2)^2+16g^2}}{4}l-$$
$$e^{-\frac{(\alpha_1+\alpha_2)}{4}l}\left[R_1e^{-\frac{1}{2}\alpha_1l}+R_2e^{-\frac{1}{2}\alpha_2l}\right]\left[1+\frac{1}{2}\frac{(\alpha_1-\alpha_2)^2+16g^2}{16}l^2\right]+1=0 \tag{31}$$

化简(31) 式并考虑到 α_1,α_2 一般较小, 忽略 $(\alpha_1-\alpha_2)$ 的二次项, 可得到

$$gl=\sqrt{\frac{2\left[R_1R_2e^{-(\alpha_1+\alpha_2)l}+\frac{(\alpha_1-\alpha_2)}{4}l\left[R_1e^{-\frac{3\alpha_1+\alpha_2}{4}l}-R_2e^{-\frac{3\alpha_2+\alpha_1}{4}l}\right]-\left[R_1e^{-\frac{3\alpha_1+\alpha_2}{4}l}+R_2e^{-\frac{3\alpha_2+\alpha_1}{4}l}\right]+1\right]}{R_1e^{-\frac{3\alpha_1+\alpha_2}{4}l}+R_2e^{-\frac{3\alpha_2+\alpha_1}{4}l}}} \tag{32}$$

(30) 与(32) 式比较, 误差来源于因子

$$\frac{(\alpha_1-\alpha_2)}{4}l\left[R_1e^{-\frac{3\alpha_1+\alpha_2}{4}l}-R_2e^{-\frac{3\alpha_2+\alpha_1}{4}l}\right] \tag{33}$$

对于双共振, 如果 $R_1=R_2$。且考虑把 e^x 展开成一次: $e^x=1+x$。则(33)式变为

$$-\frac{(\alpha_1-\alpha_2)^2}{g}l$$

由于是$(\alpha_1-\alpha_2)$的二次项, (33)式可以略去不计。如果R_1, R_2不同, 特殊情况对于单共振$R_2=0$, 若$\alpha_1=0.01/\text{cm}$, 为使因子(33)式产生的误差小于1%, 则α_2应大于0.008/cm。

4 结 论

(1) 本文详细推导出在介质对信号光和闲置光的吸收系数不同的情况下参量振荡所满足的阈值条件方程(26)和(32)式, 具有普遍的意义。很显然含有$(\alpha_1-\alpha_2)$因子的项。在双共振的情况下, 如果信号光和闲置光的频率相差很大, 则α_1与α_2有较大的差别, 因此$(\alpha_1-\alpha_2)$项是应当考虑的。

(2) 本文的(21)式与参考文献[1]的(9·23)式不同, 本文认为该式只有在$\Gamma_1=\Gamma_2$时才成立, 当$\Gamma_1\neq\Gamma_2$时该式是不正确的。同样的, 文献[1]中的阈值条件(9·25)式也只有在$\Gamma_1=\Gamma_2$时才成立; 当$\Gamma_1\neq\Gamma_2$时, 应含有$(\Gamma_1-\Gamma_2)$的因子。这里$(\Gamma_1-\Gamma_2)$与$(\alpha_1-\alpha_2)$中的Γ_i与α_i的关系满足: $\Gamma_i=\frac{c}{n_i}\left[\alpha_i-\frac{1}{l}\ln R_i\right]$[1], $i=1,2$。

参 考 文 献

1 Y. R. Shen. The Principles of Nonlineal Optics. The First Volume. Gu Shijie Translation. Beijing: Science Press, 1987. 125~134 (in Chinese)
2 Wang Kuixiong. Nonlinear Optics. Beijing: National Defence Industry Press, 1988. 70~73 (in Chinese)
3 Guo Siji. Nonlineal Optics. Xi'an: The Northwest Institute of Telecommunication Engineering Press, 1986. 198~203 (in Chinese)

A General Theory of the Threshold Condition of Double Resonance Parametric Oscillation

Yin Quandong Cai Zhigang She Weilong
(*The State Key Laboratory Of Ultrafast Laser Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou* 510275)

Abstract This paper deals with the threshold condition of double resonance parametric oscillation when the absorption coefficient of the signal light is different from that of the idling light. A general expression of threshold condition was obtained and discussed. The result becomes that of the widely-accepted theory when the absorption coefficient of the signal light is the same with that of the idling light, therefore the threshold condition in this paper is universal.

Key words parametric oscillation, absorption coefficient, threshold condition