

外腔共振和频系统中阻抗匹配的理论研究

闫晓娟 马维光 谭巍

Theoretical investigation of impedance matching in the process of sum-frequency generation in an external resonator

Yan Xiao-Juan Ma Wei-Guang Tan Wei

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 044207 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.044207

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044207>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

面向谐振式微光学陀螺应用的球形谐振腔 DQ 乘积优化

[Optimization of microsphere's DQ product based on resonant micro-optical gyro](#)

物理学报.2015, 64(15): 154206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154206>

基于新型三环谐振器的诱导透明效应分析

[Analysis of induced-transparency in an original three-order resonator system](#)

物理学报.2015, 64(14): 144202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144202>

温度测量范围加倍的单微环传感器

[Doubled temperature measurement range for a single micro-ring sensor](#)

物理学报.2014, 63(15): 154209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154209>

输出能量 4mJ 的 1kHz 飞秒掺钛蓝宝石激光再生放大研究

[A 4 mJ femtosecond Ti: sapphire regenerative amplifier at 1 kHz repetition rate](#)

物理学报.2014, 63(10): 104211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.104211>

基于频率选择表面的双层改进型互补结构太赫兹带通滤波器研究

[Terahertz bandpass filter using double-layer reformative complementary frequency selective surface structures](#)

物理学报.2014, 63(10): 104209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.104209>

外腔共振和频系统中阻抗匹配的理论研究*

闫晓娟^{1)†} 马维光²⁾ 谭巍²⁾

1) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

2) (山西大学激光光谱研究所, 太原 030006)

(2015年9月10日收到; 2015年10月23日收到修改稿)

外腔共振是提高和频效率的有效方法. 实现外腔共振高效和频需要基频光高效地耦合到外部谐振腔中, 因此系统要达到阻抗匹配. 本文分别建立了双波长和单波长外腔共振和频系统的理论模型, 分析了腔增强因子与耦合腔镜反射率、入射基频光功率等参数的依赖关系, 通过数值模拟获得最优化的共振光耦合腔镜反射率, 使系统达到阻抗匹配, 提高和频效率. 研究表明, 无论双波长还是单波长外腔共振和频系统, 共振基频光的最佳耦合腔镜反射率只会随着另一束共振或者不共振的基频光入射功率的增加而减小, 而其本身的入射功率变化则影响较小; 进一步分析表明, 若共振基频光的耦合腔镜反射率超过阻抗匹配值, 和频光功率将会迅速减小, 而小于阻抗匹配值时, 和频光功率减少速度相对较慢, 因此实验过程中要尽量避免过耦合的情况出现. 本文的理论分析过程将对外腔和频实验有一定的指导意义.

关键词: 和频, 双波长外腔共振, 单波长外腔共振, 阻抗匹配

PACS: 42.60.Da, 42.79.Nv, 42.65.-k

DOI: 10.7498/aps.65.044207

1 引言

1961年, Franken等^[1]利用红宝石激光器输出的红光入射石英晶体首次发现倍频效应后, 和频、差频、光学参量振荡等非线性效应也相继被发现. 1962年, 文献^[2, 3]提出了相位匹配技术, 使得非线性频率转换效率逐步提高. 目前非线性频率转换技术已经在光学频率梳光谱^[4]、激光冷却原子分子^[5]、激光显示技术^[6]及激光导引星等^[7]很多领域得以成功应用. 研究表明, 非线性频率转化效率除受非线性晶体的性质、激光在晶体内的相位匹配、Boyd-Kleinman (BK) 聚焦因子^[8,9]等因素影响外, 更重要的是与基频光功率密度成正比^[9]. 因此, 若基频光的功率由于受到各方面条件限制很难提高时, 会极大地限制频率转化效率. 外部谐振腔技术是在激光腔外选择腔参数搭建谐振腔, 然后将

基频光耦合到谐振腔内, 利用频率锁定技术使其在腔内共振, 从而有效地提高基频光功率, 实现无源相干放大. 外部谐振腔通常有Fabry-Perot (F-P) 腔、蝶形环形腔、半整块腔与整块腔等多种结构. 2014年, 山西大学的王军民研究小组^[10]利用周期极化磷酸钛氧钾 (PPKTP) 晶体分别在蝶形环形腔和半整块腔中实现了795 nm激光的倍频, 倍频效率为32%和41%. 2015年, 山西大学的郑耀辉研究小组^[11]同样利用PPKTP晶体分别在F-P驻波腔和蝶形环形腔中实现了795 nm激光的倍频, 倍频效率为17.6%和41.9%. 他们的对比研究显示, 蝶形环形腔优于F-P腔, 且比半整块、整块腔易于实现, 是外腔频率变换较理想的腔型结构.

在非线性频率变换中, 倍频技术发展最早也最成熟. 而和频技术由于需要两种不同波长的基频光在晶体中相互作用, 复杂性有所增加. 在和频过程中, 若其中一束基频光功率较低而另一束基频光功

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2012CB921603)、国家自然科学基金 (批准号: 61178009, 61275213, 11304189) 和山西省青年自然科学基金 (批准号: 2015021105) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yanxj@sxu.edu.cn

率较高,可只将功率较低的基频光耦合到外腔内共振,另一束功率较高的基频光直接通过并不与外腔共振,它们共线后与腔内非线性晶体相互作用产生和频光,这种技术称为单波长外腔共振和频技术.若和频过程中两束基频光的功率都较低,则需将两基频光同时耦合到外腔中共振,并与非线性晶体相互作用产生和频光,这种技术称为双波长外腔共振和频技术.双波长外腔共振和频技术由于需要频率级联锁定,和频光的波长扫描具有很大的局限性,通常只能实现稳定的小幅、低频扫描^[12];而单波长共振技术则不需级联锁定,和频光的扫描范围较大^[13].这两种技术应用的关键是基频光能否高效率地耦合到外部谐振腔中.研究表明影响耦合效率的因素有两方面,即模式匹配和阻抗匹配.模式匹配可以通过在外部光路中加入透镜改变激光的高斯模式实现;阻抗匹配是指入射腔镜对基频光的损耗(即透射率)与腔内其他的损耗(包括其他腔镜的透射、吸收,晶体的吸收、散射等)总和相等.由于腔内放置和频晶体,所以腔内基频光除了可直接测量的线性损耗外还存在由于和频消耗而产生的非线性损耗,因此必须先建立理论模型,利用计算机数值模拟来达到阻抗匹配.

近年来,许多研究小组都利用这两种技术实现激光外腔和频.2003年,美国的Bienfang等^[14]将1064和1319 nm两基频光耦合到蝶形环形腔中同时共振,并于三硼酸锂(LBO)晶体中和频产生589 nm钠黄光,频率转换效率为55%;2007年,日本的Kumagai^[15]利用双波长外腔共振技术结合偏硼酸钡(BBO)晶体实现了252 nm紫外光的和频输出,和频效率仅为8%;2009年,丹麦的Andersen等^[16]将1064 nm基频光单波长共振并与1342 nm基频光在PPKTP晶体中和频,产生593 nm的和频输出,和频效率为20%;2010年,法国的Mimoun等^[17]同样利用双波长外腔共振技术在PPKTP晶体中实现了589 nm和频光的输出,并达到了68%的和频转换效率.2012年,山西大学的谭巍等^[13]将1583 nm激光单波长外腔共振并与938 nm激光在周期极化铌酸锂(PPLN)晶体中和频产生功率为4.96 mW、波长调谐范围为7 GHz的589 nm激光输出.2014年,德国的Sambrowski等^[18]利用双共振技术和PPKTP晶体实现了1550 nm到532 nm的弱光转换,和频转换效率可达84%.这两种外腔和频技术虽然都已经得到了很好的应用,但尚未

对如何提高激光到外腔的耦合效率进行详细的分析.基于此,本文分别利用双波长和单波长外腔共振技术在PPLN晶体中实现938和1583 nm激光和频,产生589 nm的钠黄光,并在前人的研究基础上建立双共振和单共振外腔的腔增强因子与耦合腔镜反射率、入射光功率等参数的依赖关系,通过数值模拟得到特定入射光功率下和频光功率随耦合腔镜反射率的变化,选择能够使系统达到阻抗匹配的耦合腔镜反射率,提高和频效率.

2 理论分析

2.1 行波腔的腔增强因子

腔增强因子即激光耦合到腔内后共振的功率与入射功率之比,它反映了共振腔对耦合激光的放大程度.外腔共振和频理论分析所用的蝶形腔为行波腔,所以我们推导行波腔的腔增强因子,而不是传统的F-P驻波腔.图1为行波腔的理论模型,图中 P 为激光功率,下标*i*, *r*, *c*, *t*分别表示入射、反射、腔内及透射.假设光从外部入射到腔内,腔镜 M_1 的光振幅反射率为 r_1 ,光振幅透射率为 t_1 ,腔镜 M_2 的反射率为 r_2 ,透射率为 t_2 ;光从腔内出射时,腔镜 M_1 反射率为 r'_1 ,透射率为 t'_1 ,腔镜 M_2 的反射率为 r'_2 ,透射率为 t'_2 .设入射光振幅为 A_i ,则经过一次在腔内往返后,光波的相位延迟为

$$\delta = \frac{2\pi l}{\lambda}, \quad (1)$$

其中, λ 为耦合波的波长, l 为行波腔的腔长.

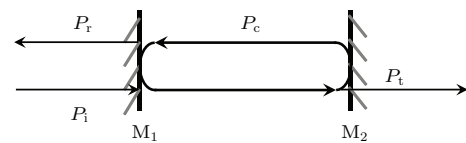


图1 行波腔的理论模型

Fig. 1. Theoretical model of a travelling-wave resonator.

光波从腔镜 M_1 耦合到腔内的光振幅为 B_1 ,光在腔内往返一次后的光振幅为 B_2 ,以此类推,则腔内的光振幅分别为

$$\begin{aligned} B_1 &= t_1 A_i, \quad B_2 = t_1 r'_1 r'_2 A_i e^{i\delta}, \\ B_3 &= t_1 r'^2_1 r'^2_2 A_i e^{2i\delta}, \dots \end{aligned} \quad (2)$$

利用等比数列求和公式,腔内光波的总振幅为

$$A_c = A_i t_1 \frac{1}{1 - r'_1 r'_2 e^{i\delta}}. \quad (3)$$

根据斯托克斯倒逆关系: $t_1 t_1' = 1 - r_1^2$, $r_1' = -r_1$, 得

$$A_c = A_i \frac{\sqrt{1 - r_1^2}}{1 - r_1' r_2' e^{i\delta}}. \quad (4)$$

根据光强与振幅的关系: $I = AA^*$, 可得腔内光强与腔外光强之比为

$$\frac{I_c}{I_i} = \frac{A_c A_c^*}{A_i A_i^*} = \frac{1 - r_1^2}{1 + (r_1' r_2')^2 - 2r_1' r_2' \cos \delta}, \quad (5)$$

光在行波腔内共振时相位延迟满足: $\delta = 2m\pi$, ($m = 1, 2, \dots$), 因此 $\cos \delta = 1$. 定义光强的反射、透射系数 R , T 与光振幅的反射、透射系数的关系: $R = r^2 = r'^2$, $T = tt'$, 则行波腔的腔增强因子为

$$\frac{P_c}{P_i} = \frac{I_c}{I_i} = \frac{1 - R_1}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}. \quad (6)$$

2.2 外腔共振和频理论模型

图 2 为外腔共振和频的理论模型, 两基频光的频率分别为 ω_1 , ω_2 , 外腔为两个平面镜和两个凹面镜组成的蝶形环形腔, 非线性晶体 NLC 放置于两凹面镜中间. 压电陶瓷 PZT 固定在腔镜 M_1 上, 由 PZT 的伸缩推动腔镜在微米量级内调谐环形腔腔长. 两基频光的入射光路如图 2 所示, 频率为 ω_1 的基频光从腔镜 M_2 入射, 频率为 ω_2 的基频光从腔镜 M_4 入射. 双共振是利用伺服系统和 PZT 先将 ω_1 的激光频率锁定到环形腔腔膜频率上, 再将环形腔腔膜频率锁定到 ω_2 的激光频率上; 而单共振只需要将 ω_1 的激光频率锁定到环形腔腔膜频率上, 频率为 ω_2 的基频光自由通过. 单双共振都是通过腔镜的镀膜来实现, 而对于自由通过的光则不需要在腔镜上对该频率进行镀膜. 最后频率为 ω_1 和 ω_2 的激光在腔内与非线性晶体相互作用, 产生和频光输出.

根据 BK 理论^[9], 和频光功率为

$$P_3 = \gamma_{\text{SFM}} P_{c,1} P_{c,2} = \gamma_{\text{SFM}} H_1 P_{\text{in},1} H_2 P_{\text{in},2}, \quad (7)$$

式中, r_{SFM} 为单次通过晶体的和频转化效率, P_c 为激光在腔内的功率, P_{in} 为基频光的入射功率, H_i 为腔内基频光功率与入射基频光功率之比即腔增强因子. 以频率为 ω_1 的基频光在腔内共振为例, 由 (6) 式可知, ω_1 的腔增强因子为

$$\frac{P_{c,1}}{P_{\text{in},1}} = \frac{1 - R_{\text{in},1}}{(1 - \sqrt{R_{\text{in},1} R_{m,1}})^2}, \quad (8)$$

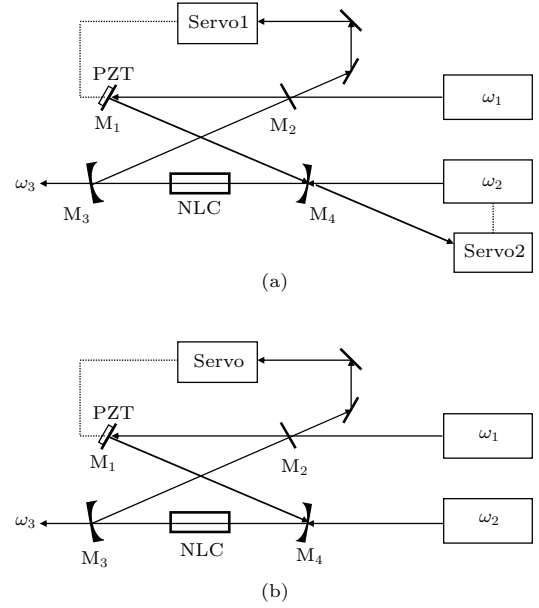


图 2 外腔共振和频理论模型 (a) 双波长外腔共振和频; (b) 单波长外腔共振和频; M, 腔镜; PZT, 压电陶瓷; NLC, 非线性晶体; Servo, 伺服系统

Fig. 2. Theoretical model of sum-frequency generation in an external resonator: (a) Doubly resonant sum-frequency generation; (b) singly resonant sum-frequency generation. M, cavity mirror; PZT, piezoelectric transducer; NLC, nonlinear crystal; Servo, frequency locking servo system.

其中 $R_{\text{in},1}$ 为耦合腔镜对基频光 ω_1 的强度反射率, 其含义与 (6) 式中的 R_1 类似; $R_{m,1}$ 表示基频光 ω_1 在腔内的总衰减比率, 即包括除入射腔镜 M_2 外其他腔镜对基频光 ω_1 的透射衰减、非线性晶体对 ω_1 的反射吸收等线性损耗 δ_1 以及和频过程对 ω_1 的消耗等非线性损耗 δ_1^{NL} , 其含义与 (6) 式中的 R_2 类似. 当 δ_1 和 δ_1^{NL} 较小时, $R_{m,1}$ 可简化为

$$R_{m,1} = 1 - (\delta_1 + \delta_1^{\text{NL}}). \quad (9)$$

非线性损耗 δ_1^{NL} 又可以表示为

$$\begin{aligned} \delta_1^{\text{NL}} &= \frac{P_1'}{P_{c,1}} = \frac{\omega_1}{\omega_1 + \omega_2} r_{\text{SFM}} P_{c,2} \\ &= \frac{\omega_1}{\omega_1 + \omega_2} r_{\text{SFM}} H_2 P_{\text{in},2}, \end{aligned} \quad (10)$$

其中, P_1' 为和频消耗的基频光 ω_1 的功率. 由 (10) 式可知, 基频光 ω_1 在腔内和频产生的非线性损耗 δ_1^{NL} 与基频光 ω_2 的输入功率 $P_{\text{in},2}$ 成正比, 体现了和频过程中两基频光的非线性关联特性. 将方程 (9) 和 (10) 代入方程 (8) 可得共振基频光 ω_1 的腔增强因子为

$$H_1 = \frac{P_{c,1}}{P_{\text{in},1}}$$

$$= (1 - R_{in,1}) \left(1 - \left\{ R_{in,1} \left[1 - \left(\delta_1 + \frac{\omega_1}{\omega_1 + \omega_2} \gamma_{\text{SFM}} H_2 P_{in,2} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{-2} \right). \quad (11)$$

同理, 基频光 ω_2 也参与和频过程, 因此其在腔内的非线性损耗为

$$\delta_2^{\text{NL}} = \frac{\omega_2}{\omega_1 + \omega_2} r_{\text{SFM}} H_1 P_{in,1}. \quad (12)$$

对于双波长外腔共振和频系统, 基频光 ω_2 在蝶形腔内也发生共振, 因此腔增强因子与共振基频光 ω_1 的腔增强因子形式相同, 即

$$H_2 = \frac{P_{c,2}}{P_{in,2}} = (1 - R_{in,2}) \left(1 - \left\{ R_{in,2} \left[1 - \left(\delta_2 + \frac{\omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \gamma_{\text{SFM}} H_1 P_{in,1} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{-2} \right). \quad (13)$$

对于单波长外腔共振和频系统, 基频光 ω_2 在蝶形腔内不发生共振, 其腔内功率与入射功率之比为

$$H_2 = \frac{P_{c,2}}{P_{in,2}} = 1 - \left(\delta_2 + \frac{\omega_2}{\omega_1 + \omega_2} \gamma_{\text{SFM}} H_1 P_{in,1} \right). \quad (14)$$

3 数值模拟

为了使外腔和频系统达到阻抗匹配, 在理论模拟过程中使用的参数设定如下: 两基频光的波长分别为 $\lambda_1 = 938 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 1583 \text{ nm}$, 和频光波长为 $\lambda_3 = 589 \text{ nm}$, 两束基频光在谐振腔内的线性损耗分别为 $\delta_1 = 2\%$, $\delta_2 = 3\%$, 和频所使用的非线性晶体为长 1 cm 的 PPLN 晶体, 在 BK 因子取最佳值的理想状态下, 通过计算获得 PPLN 晶体的单次通过和频转化效率为 $\gamma_{\text{SFM}} = 3 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1}$ [17].

3.1 双波长外腔共振和频系统阻抗匹配的优化

对于双波长外腔共振和频系统, 利用方程 (11) 和 (13) 可以对两基频光的入射腔镜反射率进行优化. 图 3 是和频光功率随着两耦合腔镜反射率变化的等高线图. 在图 3(a) 中, 理论模拟所用的基频光功率分别为 $P_{in,938} = 500 \text{ mW}$, $P_{in,1583} = 200 \text{ mW}$. 由图可得, 当入射耦合镜的反射率 $R_{in,938} = 97.2\%$, $R_{in,1583} = 95\%$ 时, 589 nm

和频光功率最大, 为 0.217 W , 通过 (11) 和 (13) 式可以计算得到此时谐振腔对两基频光的增强因子为 $H_{938} = 36.4$, $H_{1583} = 19.9$, 将其代入 (9) 和 (10) 式可得, $R_{m,938} = 97.2\%$, $R_{m,1583} = 95\%$, 由于 $R_{in,938} = R_{m,938}$, $R_{in,1583} = R_{m,1583}$, 因此和频系统实现了阻抗匹配. 在图 3(b) 中, 理论模拟所用的

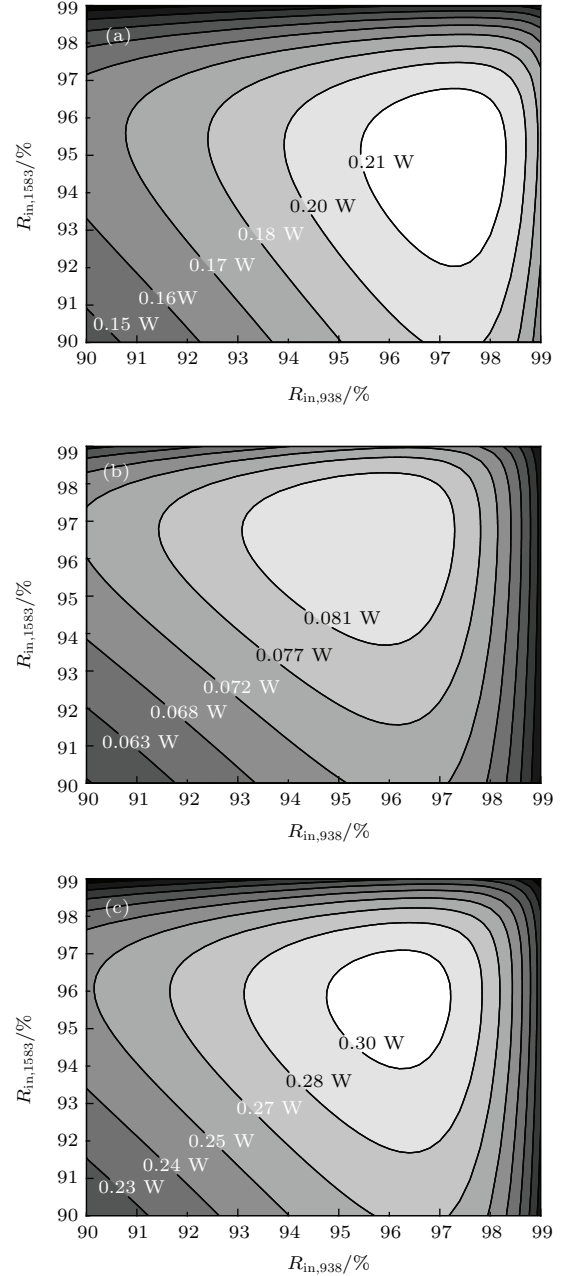


图 3 和频光功率随着两耦合腔镜反射率变化的等高线图 (a) $P_{in,938} = 500 \text{ mW}$, $P_{in,1583} = 200 \text{ mW}$; (b) $P_{in,938} = 100 \text{ mW}$, $P_{in,1583} = 400 \text{ mW}$; (c) $P_{in,938} = 400 \text{ mW}$, $P_{in,1583} = 400 \text{ mW}$
 Fig. 3. Contour plots of output power as functions of the reflectivity of the input couplers at two input frequencies: (a) $P_{in,938} = 500 \text{ mW}$, $P_{in,1583} = 200 \text{ mW}$; (b) $P_{in,938} = 100 \text{ mW}$, $P_{in,1583} = 400 \text{ mW}$; (c) $P_{in,938} = 400 \text{ mW}$, $P_{in,1583} = 400 \text{ mW}$.

基频光功率分别为 $P_{in,938} = 100 \text{ mW}$, $P_{in,1583} = 400 \text{ mW}$. 由图可得, 当入射耦合镜的反射率 $R_{in,938} = 95.6\%$, $P_{in,1583} = 96.8\%$ 时, 589 nm 和频光功率最大, 为 0.085 W , 通过 (9)—(13) 式计算发现和频系统实现了阻抗匹配. 在图 3(c) 中, 理论模拟所用的基频光功率分别为 $P_{in,938} = 400 \text{ mW}$, $P_{in,1583} = 400 \text{ mW}$. 由图可得, 当入射耦合镜的反射率 $R_{m,938} = 96.2\%$, $R_{m,1583} = 95.8\%$ 时, 589 nm 和频光功率最大, 为 0.302 W , 通过 (9)—(13) 式计算发现和频系统实现了阻抗匹配.

比较图 3(a)、图 3(b) 和图 3(c) 可知, 基频光功率不同, 两耦合腔镜反射率的最优化值不同. 当 $R_{in,938}$, $R_{in,1583}$ 超过最优化值以后 (定义为过耦合), 和频光功率减少得非常快, 而当 $R_{in,938}$, $R_{in,1583}$ 从最优化值开始减小时 (定义为欠耦合), 和频光功率减少速度相对较慢, 所以在双波长外腔和频系统中, 应尽量避免过耦合的情况.

图 4 为系统达到完全阻抗匹配时耦合腔镜反射率随两基频光入射功率变化的等高线图. 其中图 4(a) 为 $R_{in,938}$ 随着 $P_{in,938}$, $P_{in,1583}$ 的变化, 从图中可以看出, 当 938 nm 的输入光功率 $P_{in,938}$ 一定时, $R_{in,938}$ 随着 1583 nm 基频光功率 $P_{in,1583}$ 的增大而不断减小; 当 1583 nm 的输入光功率 $P_{in,1583}$ 一定时, $R_{in,938}$ 随着 938 nm 基频光功率 $P_{in,938}$ 的增大而非常缓慢地增加, 所以 $R_{in,938}$ 的变化主要取决于 1583 nm 基频光的输入功率, 938 nm 的基频光输入功率影响较小. 这是因为 $P_{in,1583}$ 的增大使得和频光功率增加, 同时和频所消耗的 P'_{938} 也增加, 因此 938 nm 基频光的非线性损耗增大, 为了获得阻抗匹配, $R_{in,938}$ 减小. 而 $P_{in,938}$ 的增大虽然也会导致和频所消耗的 P'_{938} 增加, 但是它们的比值基本不变, 即 938 nm 的非线性损耗不变, 因此 938 nm 基频光的输入功率对 $R_{in,938}$ 的影响较小. 图 4(b) 为系统达到阻抗匹配时 $R_{in,1583}$ 随着 $P_{in,938}$, $P_{in,1583}$ 的变化, 从图中可知, $R_{in,1583}$ 的变化主要取决于 938 nm 基频光的输入功率, 1583 nm 的基频光输入功率影响较小. 同样这种现象是因为 $P_{in,938}$ 的增大使 1583 nm 基频光的非线性损耗增大, 因此 $R_{in,1583}$ 减小, 而 $P_{in,1583}$ 的增大则不会导致 1583 nm 基频光的非线性损耗增大, 因此 $R_{in,1583}$ 基本不变.

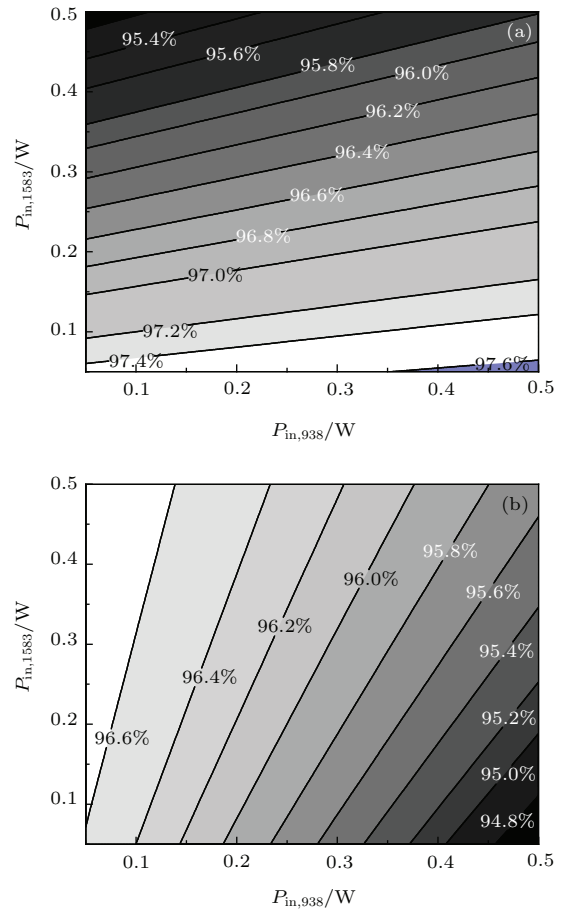


图 4 系统完全阻抗匹配时耦合腔镜反射率随两基频光入射功率变化的等高线图 (a) $R_{in,938}$ 随 $P_{in,938}$, $P_{in,1583}$ 的变化; (b) $R_{in,1583}$ 随 $P_{in,938}$, $P_{in,1583}$ 的变化

Fig. 4. Contour plots of the reflectivity of the input coupler as functions of the input powers for the case in which the system satisfies the perfect impedance matching: (a) $R_{in,938}$ as functions of $P_{in,938}$, $P_{in,1583}$; (b) $R_{in,1583}$ as functions of $P_{in,938}$, $P_{in,1583}$.

3.2 单波长外腔共振和频系统阻抗匹配的优化

对于只有 938 nm 基频光在腔内共振的单波长外腔系统, 利用方程 (11) 和 (14) 可以对共振基频光的入射腔镜反射率进行优化. 图 5 是和频光功率随着共振基频光耦合腔镜反射率与非共振基频光功率变化的等高线图, 其中理论模拟所用的共振基频光功率分别为 $P_{in,938} = 0.4, 2, 5 \text{ W}$. 分析可得, 非共振的基频光功率 $P_{in,1583}$ 不同, 对应的共振基频光最优化耦合腔镜反射率 $R_{in,938}$ 也不同, 当 $P_{in,1583}$ 增大, 最优化的 $R_{in,938}$ 逐渐减小. 这是因为当共振基频光功率 $P_{in,938}$ 一定时, 非共振的基频光功率 $P_{in,1583}$ 越大, 和频输出功率越高, 从而消耗更

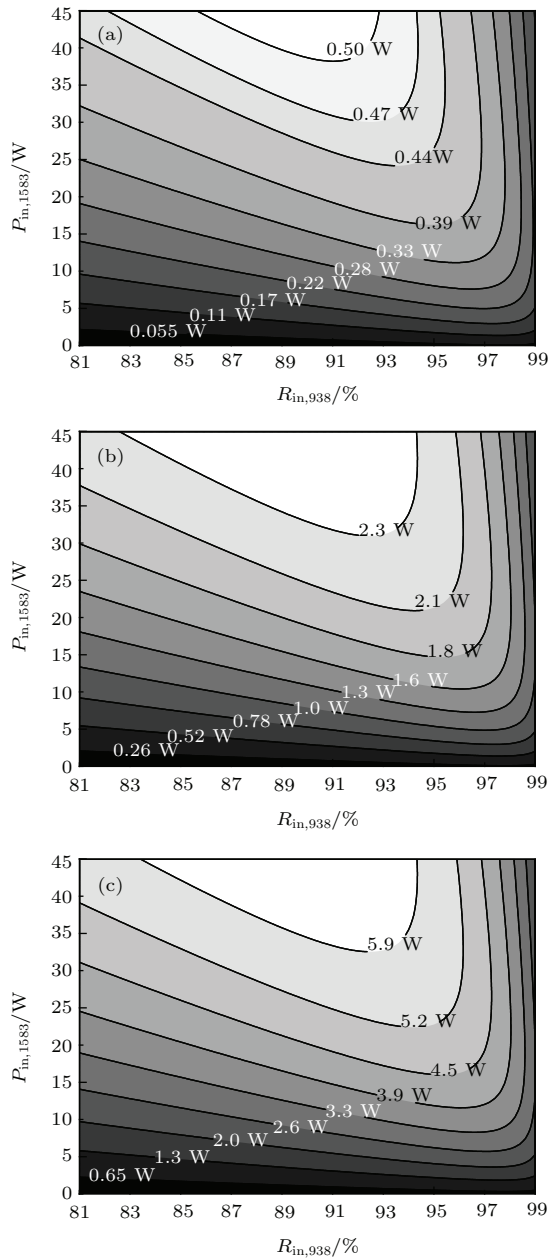


图5 和频光功率随着共振基频光入射腔镜反射率与非共振基频光功率变化的等高线图 (a) $P_{in,938} = 0.4\text{ W}$; (b) $P_{in,938} = 2\text{ W}$; (c) $P_{in,938} = 5\text{ W}$
 Fig. 5. Contour plots of output power as functions of the reflectivity of the input coupler at resonant frequency and input power of non-resonant frequency: (a) $P_{in,938} = 0.4\text{ W}$; (b) $P_{in,938} = 2\text{ W}$; (c) $P_{in,938} = 5\text{ W}$.

多的共振基频光, 即共振基频光的非线性损耗 δ_{938}^{NL} 增大, 要使系统达到阻抗匹配, 共振基频光的最优化耦合腔镜反射率 $R_{in,938}$ 减小. 比较图5(a)、图5(b)、图5(c)可以发现, 共振基频光功率 $P_{in,938}$ 增大时, 和频光的功率提高, 但是只要非共振基频光功率 $P_{in,1583}$ 相同, 共振基频光的最优化耦合腔镜反射率 $R_{in,938}$ 就没有发生明显改变. 究其原因,

虽然共振基频光功率 $P_{in,938}$ 增大时, 和频消耗更多的共振基频光, 但是其消耗的功率与腔内功率的比值基本不变, 即共振基频光的非线性损耗 δ_{938}^{NL} 基本不变, 因此最优化的 $R_{in,938}$ 也没有发生明显改变.

从图5还可以看出, 当两入射基频光功率确定时, 随着共振基频光入射腔镜反射率 $R_{in,938}$ 的增加, 和频光功率先缓慢增加, 当过了某一临界点(即阻抗匹配点)时, 和频光功率又会急剧减少, 因此在实验时要尽量避免过耦合, 以减少损失.

4 结 论

本文从理论上分析了外腔和频系统中共振激光的腔增强因子与耦合腔镜反射率、入射基频光功率等参数的依赖关系, 通过数值模拟获得特定入射光功率下的最佳耦合腔镜反射率, 从而使外腔共振和频系统达到阻抗匹配, 提高和频转换效率.

对于双波长与单波长外腔共振和频系统, 通过具体的分析与对比发现, 共振基频光的最佳耦合腔镜反射率都随着另一束共振或不共振基频光入射功率的增加而减小, 但它本身功率的增加对最佳耦合腔镜反射率的影响较小. 进一步研究表明, 无论是双波长还是单波长外腔共振和频系统, 共振基频光的耦合腔镜反射率一旦超过阻抗匹配值, 系统输出的和频光功率都将迅速减小, 因此实验过程中要尽量避免过耦合的情况. 本文的理论分析过程将对外腔和频实验有一定的指导意义.

参考文献

- [1] Franken P A, Hill A E, Peters C W, Weinreich G 1961 *Phys. Rev. Lett.* **7** 118
- [2] Maker P D, Terhune R W, Nisenoff C M, Savage C 1962 *Phys. Rev. Lett.* **8** 21
- [3] Giordmine J 1962 *Phys. Rev. Lett.* **8** 19
- [4] Foltynowicz A, Ban T, Mastowski P, Adler F, Ye J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 233002
- [5] Sugiyama K, Kawajiri S, Yabu N, Matsumoto K, Kitano M 2010 *Appl. Opt.* **49** 5510
- [6] Hollemann G, Braun B, Dorsch F, Hennig P, Heistulf P, Kutschki U, Voelckel H 2000 *Proc. SPIE* **3954** 140
- [7] Wang P Y, Xie S Y, Bo Y, Wang B S, Zuo J W, Wang Z C, Shen Y, Zhang F F, Wei K, Jin K, Xu Y T, Xu J L, Peng Q J, Zhang J Y, Lei W Q, Cui D F, Zhang Y D, Xu Z Y 2014 *Chin. Phys. B* **23** 094208
- [8] Yan X J, Li Z X, Zhang Y Z, Tan W, Fu X F, Ma W G, Zhang L, Yin W B, Jia S T 2012 *Acta Sin. Quantum*

- Opt.* **18** 197 (in Chinese) [闫晓娟, 李志新, 张永智, 谭巍, 付小芳, 马维光, 张雷, 尹王保, 贾锁堂 2012 量子光学学报 **18** 197]
- [9] Boyd G D, Kleinman D A 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3597
- [10] Wen X, Han Y H, Bai J D, He J, Wang Y H, Yang B D, Wang J M 2014 *Opt. Express* **22** 32293
- [11] Yang W H, Wang Y J, Zheng Y H, Lu H D 2015 *Opt. Express* **23** 19624
- [12] Yan X J, Li Z X, Zhang Y Z, Wang L, Hu Z Y, Ma W G, Zhang L, Yin W B, Jia S T 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 104210 (in Chinese) [闫晓娟, 李志新, 张永志, 王乐, 胡志裕, 马维光, 张雷, 尹王保, 贾锁堂 2011 物理学报 **60** 104210]
- [13] Tan W, Fu X F, Li Z X, Zhao G, Yan X J, Ma W G, Dong L, Zhang L, Yin W B, Jia S T 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 094211 (in Chinese) [谭巍, 付小芳, 李志新, 赵刚, 闫晓娟, 马维光, 董磊, 张雷, 尹王保, 贾锁堂 2013 物理学报 **62** 094211]
- [14] Bienfang J C, Denman C A, Grime B W, Hillman P D, Moore G T, Telle J M 2003 *Opt. Lett.* **28** 2219
- [15] Kumagai H 2007 *Opt. Lett.* **32** 62
- [16] Andersen M T, Schlosser P J, Hastie J E, Tidemand-Lichtenberg P, Dawson M D, Pedersen C 2009 *Opt. Express* **17** 6010
- [17] Mimoun E, Sarlo L D, Zondy J J, Dalibard J, Gerbier F 2010 *Appl. Phys. B* **99** 31
- [18] Sambrowski A, Vollmer C E, Baune C, Fiurášek J, Schnabel R 2014 *Opt. Lett.* **39** 2979

Theoretical investigation of impedance matching in the process of sum-frequency generation in an external resonator*

Yan Xiao-Juan^{1)†} Ma Wei-Guang²⁾ Tan Wei²⁾

1) (School of Physics Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

2) (Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 10 September 2015; revised manuscript received 23 October 2015)

Abstract

The sum-frequency conversion efficiency is directly proportional to the product of two fundamental laser powers. Therefore, sum-frequency conversion efficiency is rather low when the fundamental beams pass through a nonlinear crystal only once. External resonant technique as an effective means of improving the powers of the fundamental light has been widely applied to the field of nonlinear frequency conversion. This technique can greatly improve the sum-frequency conversion efficiency and is particularly suitable for the situation in which the input power of the fundamental frequency lasers has been limited. The implementation of high efficient sum-frequency generation in an external resonator requires that the fundamental frequency laser should be efficiently coupled to the external cavity. Therefore, the system needs to achieve impedance matching. In the part of theoretical analysis, first, we derive the enhancement factor when traveling-wave cavity is resonant, and then, establish the theoretical models of doubly resonant and singly resonant sum-frequency generation in an external resonator respectively. The variation of enhancement factors as functions of reflectivity of the input couplers and power of the input fundamental light for doubly resonant and singly resonant sum-frequency systems is derived from Boyd-Kleinman theory in detail based on the theoretical models described in the text. The expressions of enhancement factors reflect the nonlinear correlation characteristics of two fundamental light beams in the process

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921603), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61178009, 61275213, 11304189), and the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2015021105).

† Corresponding author. E-mail: yanxj@sxu.edu.cn

of sum-frequency generation. In the part of numerical simulation, firstly, we draw contour plots of output power as functions of reflectivity of the input couplers at two input frequencies in the doubly resonant sum-frequency system by theoretical simulation, and achieve an optimum reflectivity of the input couplers under the condition of different powers of input fundamental light. Secondly, we draw the contour plots of output power as functions of the reflectivity of the input coupler at the resonant frequency, and the input power of non-resonant frequency light in the singly resonant sum-frequency system by theoretical simulation, and achieve an optimum reflectivity of the input coupler at the resonant frequency. These optimum values enable the system to achieve impedance matching; consequently, the sum-frequency conversion efficiency is improved. Finally, this paper analyzes the influence of input power on the impedance matching, and shows that the optimal coupling mirror reflectivity of the resonant fundamental frequency will decrease with the increase of incident power of the other resonant or non-resonant fundamental frequency laser, otherwise, the resonant incident power of its own has less influence on the optimal coupling mirror reflectivity, whether the system undergoes doubly resonant or singly resonant sum-frequency. In addition, if the coupling mirror reflectivity exceeds the optimum value, the power of sum-frequency light will decrease rapidly, while if it is less than the optimum value, the power of sum-frequency light decreases relatively slowly. Therefore an input coupler that may yield over-coupling should be avoided. These results will have a certain guiding significance to related experiments.

Keywords: sum-frequency generation, doubly-resonant external cavity, singly-resonant external cavity, impedance matching

PACS: 42.60.Da, 42.79.Nv, 42.65.-k

DOI: [10.7498/aps.65.044207](https://doi.org/10.7498/aps.65.044207)