

皮秒级 BBO 晶体光参量发生放大器中 线宽的分析与计算

殷 涛* 殷宝璐 周劲峰 黄 骝 沈光地*

(北京工业大学应用物理系, 北京 100022)

摘 要 采用全量子理论, 建立了皮秒级光参量发生放大器中自发参量辐射产生参量光线宽的数学方程, 并对影响参量光线宽的各种物理机制进行计算机模拟、分析和比较。其结果是: 在远离简并点时, 所产生的参量光线宽很小, 而在简并点附近, 参量光线宽急剧增大; 且泵浦光的发散角和在偏轴方向的泵浦光对参量光线宽的影响较大。这些结果对压缩光参量激光器的线宽具有重要的意义。

关键词 光参量, 线宽, 简并点。

1 引 言

使用皮秒级高功率的主被动锁模 Nd:YAG 激光器三倍频输出泵浦 BBO 晶体, 构成的无谐振腔的光参量发生放大激光器是一种产生高功率、高效率 and 宽调谐激光器的有效方法, 近年来已成为研究的焦点^[1-3], 在一些研究领域取得了颇有成效的应用。但这种激光器的输出线宽较大, 采用 I 类相位匹配时, 在简并点处线宽可达数十纳米。较宽的线宽已经成为困扰光参量振荡和光参量发生放大激光器的主要问题^[1, 4], 因此有必要研究线宽产生的机理, 从根本上解决和优化参量光线宽的问题。目前国内外对参量光线宽的研究缺乏系统性, 只是对泵浦光的发散角, 以及泵浦光线宽对参量光线宽的影响进行了一些研究^[5, 6]。本文提出了光参量激光器的线宽数学模型, 采用全量子理论分析并计算自发参量辐射引起的参量光线宽, 对影响参量光线宽的各种物理机制进行计算、分析和比较, 从而为确定光参量激光器的最佳工作条件提供了数据。

2 理论分析和模拟计算

影响线宽的因素有很多, 但作者认为相位匹配条件是影响参量光线宽的根本原因, 相位匹配条件的改变取决于参量噪声信号、泵浦光波长及相位匹配角等等。为了清楚地了解和分析这些影响机制, 下面将分类进行讨论。

* 北京工业大学北京市光电子技术实验室。

收稿日期: 1996 年 4 月 22 日; 收到修改稿日期: 1996 年 11 月 26 日

2.1 自发参量辐射对参量光线宽的贡献

假设泵浦光是完全准直单色光且位于光轴方向上, 即假设泵浦光对参量光线宽无贡献, 而仅考虑能与泵浦光满足相位匹配并获得足够增益而输出的参量噪声信号(即自发参量辐射)对参量光线宽的贡献。考虑波矢共线或接近波矢共线条件下的自发参量辐射的波矢匹配矢量图:

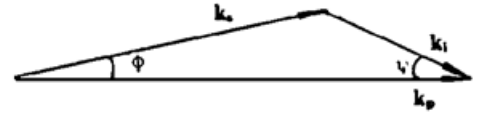


Fig. 1 Matching of vector k

图中 k_p 、 k_s 、 k_i 分别为泵浦光、信号光和闲频光波矢, ϕ 为信号光波矢与泵浦光波矢的夹角, ψ 为闲频光波矢与泵浦光波矢的夹角。

为了计算自发参量辐射引起的参量光线宽, 采用全量子理论, 将信号光场和闲频光场量子化, 并且假设在量子化的体积内的每个黑体模内存在一个闲频光子, 泵浦光波同这一有效闲频光子混频, 可在所有方向上向外辐射各种信号光波。设量子体积为 V , 由于参量光为线偏振光, 则在体积 V 内, 每相邻 k 空间间隔内的噪声辐射场模式数^[7]为:

$$P = \frac{V}{(2\pi)^3} dk_x dk_y dk_z \quad (1)$$

所以在单位体积内, 晶体单位面积内频率在 $\omega \sim \omega + \Delta\omega$ 之间, 波矢在 k_i 方向, 处在 $\psi \sim \psi + \Delta\psi$ 之间的闲频光场强度^[7]:

$$d\left(\frac{P_i}{A}\right) = \frac{h\omega^3 n_i^2}{(2\pi)^2 c^2} \psi d\psi d\omega \quad (2)$$

式中 h 为普朗克常数, ω 为闲频光频率, c 为真空中光速, n_i 为闲频光折射率, P_i 为功率, A 为截面积。

利用光参量过程的耦合波方程的解, 可得沿 k_p 方向, 经过长度为 L 的晶体后, 得到频率在 $\omega \sim \omega + \Delta\omega$, 波矢 k_s 在 $\psi \sim \psi + \Delta\psi$ 之间的信号光效平面波复振幅和信号光波功率^[7]为:

$$A_s(l) = i \frac{1}{g} |k_s| A_p(0) A_i^*(0) \exp\left[i\left(\frac{|\Delta k|}{2}\right)l\right] \sinh gl \quad (3)$$

$$\begin{aligned} dP_s &= \frac{cn_s}{2\pi} A_s(l) A_s^*(l) A \\ &= \frac{cn_s}{2\pi} k_s^2 A_p(0) A_p^*(0) A_i(0) A_i^*(0) A \frac{\sinh^2(gl)}{g^2} \end{aligned} \quad (4)$$

将(1)式、(4)式积分可得出在信号光波长处, 信号光波矢角范围和频率范围内, 辐射功率^[7]为:

$$P_s = \beta l^2 P_p \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\theta} \text{sinc}^2\left[\frac{1}{2}(b\Delta\omega - g\phi)l\right] \phi d\phi d\omega \quad (5)$$

其中 β 和频率色散常数 b 和角色散常数 g ^[7] 分别为:

$$\beta = \frac{\omega^4 \omega_s \chi_{\text{eff}}^{(2)2} h n_s}{8\pi^2 \epsilon_0 c^5 n_i n_p}, \quad b = \frac{\partial k_s}{\partial \omega} - \frac{\partial k_i}{\partial \omega}, \quad g = \frac{k_s k_p}{2k_i} \quad (6)$$

对(1)式、(5)式的整个接收角内信号光功率^[7]积分得:

$$P_s = \beta l^2 P_p \frac{\pi \theta^2}{bl} = \left(\frac{\beta l P_p}{b}\right) \tau \theta^2 \quad (7)$$

为求信号光带宽, 令 $(b\Delta\omega - g\theta^2)/2 = \pi$ 导出:

$$\Delta\lambda_s = 0.3(g\theta^2 + 2\pi/l)\lambda^2/2\pi bc \quad (8)$$

上式中乘以 0.3 表示输出信号光为高斯型脉冲时, 在半峰值功率处对应的线宽。取接收角 θ 的范围分为 0.2° 、 0.1° 、 0.05° 和 0.02° , 并将 b 和 g 代入上式计算, 并绘出如图 2 所示。由图 2 可见, 接收立体角较大, 自发辐射线宽也随之增大; 在同一接收立体角的情况下, 信号光的输出线宽有两个尖峰, 在接近简并点处, 线宽急剧增加, 直至在简并点处达到最大, 另外在 $0.37 \mu\text{m}$ 附近也存在一个小尖峰, 输出线宽明显增大; 输出带宽存在一个最小带宽。这个最小带宽由相位失配条件 $\delta kl \cong 2\pi$ 决定, 即^[7]

$$(-b\Delta\omega + g\Phi)l = 2\pi \quad (9)$$

忽略角度 Φ , 则信号光最小带宽为:

$$\Delta\lambda_s = \lambda^2/b/c \quad (10)$$

由上式算得的最小带宽如图 3 所示, 由图 3 可知, 最小带宽在远离简并点时很小, 而在简并点处, 呈直线上升, 可达到 35 nm 左右。近似估计简并点处参量光最小线宽约为 10 nm 左右。

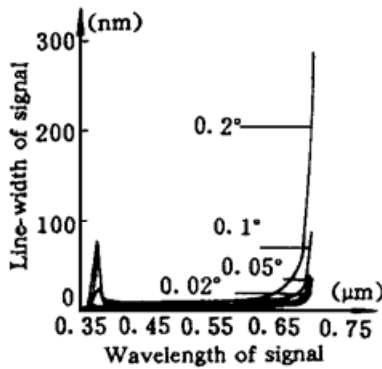


Fig. 2 The linewidth of signal caused by spontaneous emission

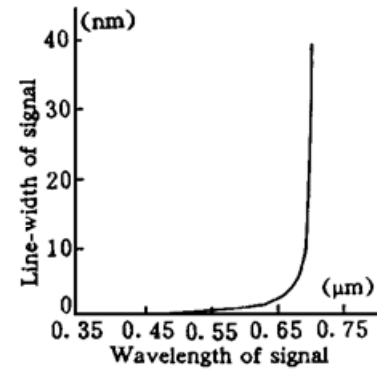


Fig. 3 The minimum linewidth of signal

2.2 泵浦光对参量光线宽的影响

主要分析泵浦光的发散角、线宽以及偏离光轴方向等因素对参量光线宽的影响。

2.2.1 泵浦光的发散角对参量光线宽的影响

泵浦光束的发散对线宽的影响是由于改变了相位匹配角而引起的。由于泵浦光存在一定的发散, 不同方向的泵浦光进行相位匹配时, 由于与晶体光轴的夹角不相同, 因此导致产生的参量光具有一定的谱线宽度。本文通过计算泵浦光在不同方向上的相位匹配角的变化量来计算泵浦光的发散角所产生的参量光线宽。图 4 演示的最大发散角方向上的相位匹配情况, 其中 Φ 为泵浦光束的发散角, α 和 β 分为泵浦光束两端边缘的相位匹配角, n_p 为晶体对泵浦光的折射率。由图 4 可得, 最大发射角方向上相位匹配角的变化量为: $\Delta\theta = \alpha + \beta = \Phi/n_p$ 将 BBO 晶体的 I 类相位匹配角 θ 对信号光波长的求导, 整理可得:

$$\frac{d\lambda_s}{d\theta} = \frac{\sin 2\theta \lambda_p^2 (1/n_{pc}^2 - 1/n_{po}^2) (n_{so}/\lambda_s + n_{io}/\lambda_i)^3}{2[n_{so}/\lambda_s^2 - dd_s/\lambda_s - n_{io}\lambda_p^2/\lambda_i(\lambda_s - \lambda_p)^2 + dd_i\lambda_p^2/\lambda_i(\lambda_s - \lambda_p)]} \quad (11)$$

其中, $dd_{s,i} = dn_{so,io}/d\lambda_{s,i}$ 分别为信号光和闲频光的寻常光线的折射率对波长的导数, 有:

$$\frac{dn_{so,io}}{d\lambda_{s,i}} = -\frac{1}{n_{so,io}} \left[\frac{0.01878\lambda_{s,i}}{(\lambda_{s,i}^2 - 0.01822)^2} + 0.01354\lambda_{s,i} \right]$$

由此得出在泵浦光最大发散方向上引起的信号光线宽为:

$$\Delta\lambda_s = (d\lambda_s/d\theta) \Delta\theta = (d\lambda_s/d\theta) (\Phi/n_p) \quad (12)$$

取泵浦光束的发散角为 1 mrad, 2 mrad, 3 mrad 代入(12)式, 通过计算机计算得发散角引起的信号光线宽, 如图 5 所示。由图 5 得到泵浦光的发散角越大, 所产生的参量光的线宽越宽。泵浦光的发散角所产生的信号光的线宽, 在远离简并点处很小几乎为零。而在简并点处, 信号光的线宽急剧上升, 可达几百纳米。

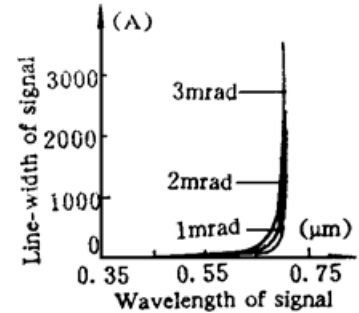
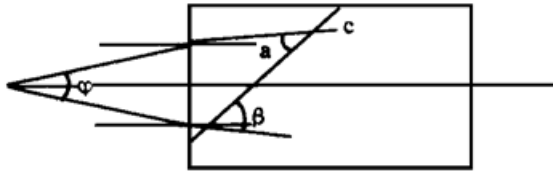


Fig. 4 Phase matching angle on the divergence angle

Fig. 5 The linewidth of signal caused by the divergence angle of pumping

2. 2. 2 泵浦光自身线宽对参量光线宽的影响

因为泵浦光具有一定的频率带宽, 所以会造成多波长泵浦, 必然导致参量光在频率上的发散, 使得信号光和闲频光具有一定的输出线宽。即有

$$\Delta\omega_p = \Delta\omega_s + \Delta\omega_i \tag{13}$$

这样光参量过程的动量守恒公式^[5]将变为:

$$(\omega_p + \Delta\omega_p) [n_p^e(\omega_p) + (\partial n_n^e / \partial \omega_s) \Delta\omega_p] = (\omega_s + \Delta\omega_s) [n_i^o(\omega) + (\partial n_i^o / \partial \omega_s) \Delta\omega_s + o(\Delta\omega_s^2)] + (\omega_i + \Delta\omega_i) [n_s^o(\omega) + (\partial n_s^o / \partial \omega_s) \Delta\omega_s + o(\Delta\omega_s^2)] \tag{14}$$

式中 $o(\Delta\omega_s^2)$ 和 $o(\Delta\omega_i^2)$ 代表级次等于或高于 $(\Delta\omega)^2$ 的高阶项, 由于信号光和闲频光均为寻常光线 o 光, 对远离简并点的情况可忽略二次项的影响。又在高增益范围内 ($2\Gamma L = 30$), 半峰值功率对应的频谱宽度近似于 0.3 倍的输出谱线宽度, 则有:

$$\Delta\lambda_s = 0.3 \times \frac{n_{effp} - n_{effi}}{n_{effs} - n_{efft}} \frac{\lambda_c^2}{\lambda_p^2} \Delta\lambda_p \tag{15}$$

上式表示泵浦光线宽对信号光线宽的影响。假设泵浦光的线宽为 0.1 nm、0.2 nm、0.3 nm、0.4 nm 或 0.5 nm 时, 然后用计算机计算出信号光和闲频光的线宽, 绘制成图。

由图 6、图 7 可知, 泵浦光的线宽越大, 所产生的信号光和闲频光的线宽也越大; 在远离简并点处, 泵浦光的线宽对参量光线宽的影响不大, 而在简并点处, 参量光线宽却比泵浦光线宽增大了几十倍, 当泵浦光批一宽为 0.5 nm 时, 信号光和闲频光的线宽可达 13 nm 左右。

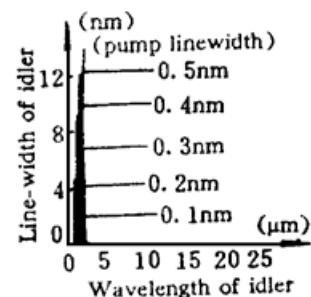
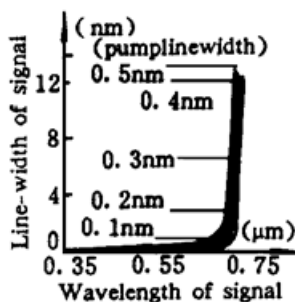
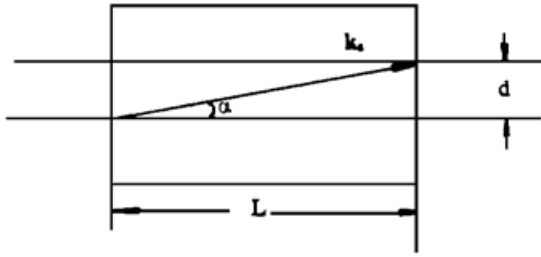


Fig. 6 The linewidth of signal caused by the linewidth of pumping light

Fig. 7 The linewidth of idler caused by the linewidth of pumping light

2.2.3 偏轴方向泵浦光对参量光线宽的影响

当直径为 d 的泵浦光通过长度为 L 的 BBO 晶体时, 参量光可以与泵浦光进行非共线相位匹配, 在偏轴方向上产生信号光和闲频光如图 8 所示。



只考虑在信号光与泵浦光的夹角为 $\alpha < \arctan(d/L)$ 的偏轴方向内的非共线相位匹配产生的参量光线宽。大于 α 方向上的信号光在晶体内部离子泵浦光束的范围而没有得到足够的增益, 因此不予考虑。

Fig. 8 Noncollinear phase matching of off-axis pumping BBO 晶体长度为 15 mm, 泵浦光束的直径为 3 mm, 因此 ϕ 约为 0.2 rad, 可看作小角度取近似。 ψ 也为小角度, 可取近似。所以:

$$\begin{aligned} \Delta k &= k_p - k_s - k_i + (k_s k_p / k_i) \phi / 2 \\ &= k_p k_s \phi / 2 k_i \end{aligned} \tag{16}$$

相应的 $\Delta\lambda$ 为:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \left| \frac{d\lambda}{dk} \right| \Delta k = \left| \frac{1}{2\pi n_{\text{eff}i} / \lambda_i^2 - 2\pi n_{\text{eff}s} / \lambda_s^2} \right| \frac{1}{2} \frac{k_s k_p}{k_i} \phi \\ &= \left| \frac{1}{n_{\text{eff}i} / \lambda_i^2 - n_{\text{eff}s} / \lambda_s^2} \right| \phi \frac{n_p n_s \lambda_i}{2 \lambda_p \lambda_s n_i} \end{aligned} \tag{17}$$

利用上式可计算当 ϕ 分为 0.1 rad, 0.2 rad 和 0.3 rad 时所产生的线宽, 图 9 表示信号光线宽。图 10 表示相应的闲频光线宽:

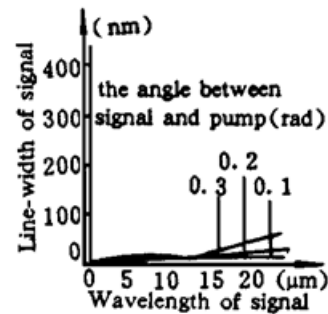
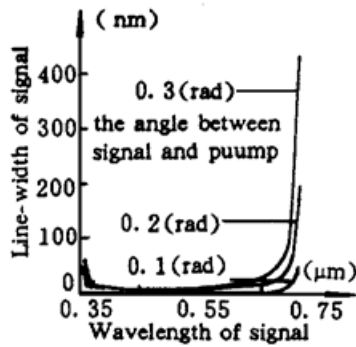


Fig. 9 The linewidth of signal caused by off-axis phase-matching

Fig. 10 The linewidth of idler caused by off-axis phase-matching

上图可看出: 偏轴方向泵浦光与满足非共线匹配的参量光的夹角越大, 所产生的参量光的线宽越大, 并且它对参量光线宽的影响很大; 当在远离简并点的时候, 参量光的线宽只有零点几个纳米的范围; 而在简并点处线宽成直线上升直至达到最大。当信号光与泵浦光的夹角为 0.2 rad 时, 参量光在简并点处的线宽在 200 nm 左右。

2.3 非线性晶体的高参量增益系数对参量光线宽的贡献

由于非线性晶体具有的高参量增益系数, 使得即使在共线匹配, 仍然有可能造成相位失配, 从而产生参量光具有一定的线宽。在光参量过程中, 当泵浦强度较大时, 共线匹配时信号光强如下式:

$$I_s = I_{s0} \exp(2\Gamma l) \tag{18}$$

其中 I_{so} 为源于参量噪声光强, Γ 为增益系数。众所周知, 最大增益在 $\Delta k = 0$ 处, 对于高增益 $2\Gamma l = 30$ 有^[3]:

$$\Delta k \approx 2(\ln 2\Gamma_0/l)^{1/2} \approx 6.5/l \quad (19)$$

另有: $\Delta k = k_p - k_s - k_i = -\Delta k_s - \Delta k_i$, 因此得出 $dk = -dk_s d\lambda_s/d\lambda_s - dk_i d\lambda_i/d\lambda_i = (dk_i/d\lambda_i - dk_s/d\lambda_s) d\lambda$, 那么, 当由于高增益 $2\Gamma l = 30$ 而引起波矢失配 Δk 所产生的线宽就为:

$$\begin{aligned} \Delta l &= \left| \frac{d\lambda}{dk} \right| \Delta k \\ &= \frac{1}{2\pi n_{\text{effs}} \lambda_s^2 - 2\pi n_{\text{effi}}/\lambda_i^2} \frac{6.55}{l} \end{aligned} \quad (23)$$

通过计算机算出参量光的线宽并绘成图 12 和图 13。

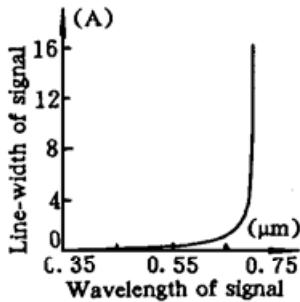


Fig. 12 The linewidth of signal caused by high gain coefficient

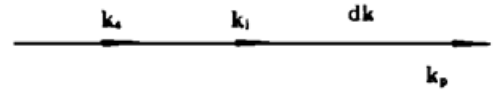


Fig. 11 Collinear matching of vector k

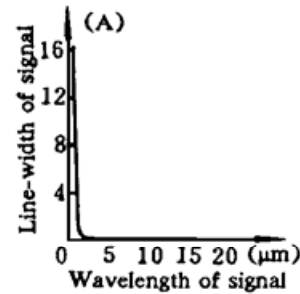


Fig. 13 The linewidth of idler caused by high gain coefficient

从图中可以看出非最大增益产生的参量光线宽的数值较小, 约为零点几个纳米。在远离简并点处, 参量光的线宽接近于零, 而在靠近简并点处, 参量光的线宽达到最大, 约为 0.8 nm。

另外其它一些因素, 如非线性晶体的不均匀性带来的各点转换效率的不一致以及晶体的色散造成的走离效应也会对参量光输出线宽带来影响。在这里不再讨论。

结 论 由上面的理论分析及计算可以看出, 光参量发生放大器中, 自发参量辐射所产生的参量光线宽较大, 且存在一个最小线宽, 约为零点几个纳米。对参量光线宽影响的几个重要因素的共同之处在于远离简并点时, 都对参量光线宽的影响很小, 几乎为零; 而靠近简并点时, 参量光的线宽急剧增大, 在简并点处达到最大。几种影响机制中, 泵浦光的发散角和偏轴方向的泵浦光对参量光线宽的影响较大, 可达上百纳米左右; 泵浦光线宽和高参量增益对参量光线宽的影响较小, 一般为几纳米数量级。这些计算结果已由文献[8]的实验证实, 泵浦光发散角引起的线宽在各因素中占了绝对主导地位, 且其量值可达上百纳米。因此为得到窄线宽的能量激光, 一般应采用小发散角、高分辨率的高质量泵浦源以及合理选用泵浦光束直径, 使得在保证参量转换效率的前提下, 将大大减小输出参量光的线宽。

参 考 文 献

- [1] J. Y. Zhang, J. Y. Huang, Y. R. Shen *et al.*, Optical parametric generation and smplication in barium borate and lithium triborate crystals. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10**(9) : 1758~ 1764
- [2] W. R. Bosenberg, W. S. Pelouch, C. L. Tang, High-efficiency and narrow linewidth operation of a two-crystal β -BaB₂O₄ optical parametric oscillator. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **55**(19) : 1952
- [3] J. Y. Huang, J. Y. Zhang, Y. R. Shen *et al.*, High-power, widely tunable, picosecond coherent source from optical parametric amplification in barium borte. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **57**(19) : 1961
- [4] Stephen J. Brosnan, Robert L. Byer, Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**(6) : 415
- [5] 姚建铨著, 非线性光学频率变换及激光调谐技术. 北京, 科学出版社, 1995, 182~ 185
- [6] 费浩生, 非线性光学. 北京, 高等教育出版社, 1990 : 50~ 61
- [7] 李恭亮编, 非线性光学. 北京电子光学学会激光专业委员会出版, 1984, 5-47~ 6-1
- [8] 韦春龙, 范琦康, 光参量振荡器线宽研究. 光学学报, 1995, **15**(12) : 1646~ 1650
- [9] 李福利编著, 高等激光物理学. 合肥, 中国科学技术大学出版社, 1995 年第二版

Analysis and Calculation of Linewidth in ps BBO Crystal Optical Parametric Generation and Amplifier

Yin Tao Yin Baolu Zhou Jinfeng Huang Liu Shen Guangdi

(*Department of Applied Physics, Beijing Polytechnic University, Beijing 100022*)

(Received 22 April 1996; revised 26 November 1996)

Abstract We constructed the mathematic formular of the linewidth in optical parametric generation and amplifier caused by the sponetaneous parametric emission using quantum theory, and studied, computed and compared the influence to the linewidth of other physics factors. It is shown that the linewidth of parametric light is very narrow far away from the degeneracy point, and the linewidth begins to enlarge quickly at the degeneracy point; And the divergence angle of pumping beam and the off-axis pumping influenced the linewidth more seriously than other factors do. These results are important for narrowing the linewidth of parameteric light.

Key words optical parametric, linewidth, the degeneracy point.