

连续锁模 Ar⁺ 激光器的噪声特性

吕福云 袁树忠 吕克诚 关信安

(南开大学物理系)

提要: 本文从时域特性出发,分析了锁模 Ar⁺ 激光器中噪声的来源,假设表征光脉冲强度涨落的随机函数为 $A(t) = A_0 \exp[-i(\Omega t + \phi_i)]$, 得到描述光强涨落的噪声谱为罗仑兹线形,这与实验结果是一致的。

Characterization of noise in a CW mode-locked argon ion laser

Lü Fuyun, Yuan Shuzhong, Lü Kecheng, Guan Xinan

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin)

Abstract: The source of noise in CW mode-locked argon ion laser was analysed starting from its properties of time domain. Assuming the random function characterized fluctuation of pulse intensity to be $A(t) = A_0 \exp[-i(\Omega t + \phi_i)]$ we obtained that its noise power spectrum is of Lorentz distribution and this agrees with the experimental results.

一、引言

声光主动锁模 Ar⁺ 激光器是同步泵浦染料激光器较理想的泵浦源,但是在任何实际的光脉冲列中各脉冲之间的间隔彼此都不会是严格相同的,它们多少都存在着不同程度的脉冲强度的随机涨落和重复周期的随机抖动,因此研究连续锁模 Ar⁺ 激光器的噪声特性将有助于提高其锁模质量和改进锁模激光器的运转性能^[1]。本文从时域特性出发,分析了产生噪声的原因,假设描述光脉冲强度涨落的随机函数为 $A(t) = A_0 \exp[-i(\Omega t + \phi_i)]$, 得到了噪声谱为罗仑兹线形。用实验测量了锁模 Ar⁺ 激光的噪声,结果表明理论分析和实验符合。

二、锁模激光的时域性质和随机函数

用快速光电二极管(403B)和宽带取样示波器(SAS601B)测量了锁模 Ar⁺ 激光的时域性质,实验表明影响光脉冲质量的因素有:

1. 声光调制器的最佳驻波频率 f_0 和损耗调制深度;
2. 射频源的频率 f_{RF} 和驱动功率;
3. Ar⁺ 激光器腔长 L ($f_L = \frac{c}{2L}$, c 为光速);
4. 激光器输出镜的透过率;
5. 放电管的激励电流。

收稿日期: 1987年1月14日。

在实验中,使 $f_{RF} \approx f_0 = \frac{f_L}{2}$, 对 1.5 m 腔长, 若激励电流为 21 A, 射频驱动功率约 1 W, 输出镜透过率为 24%, 就可以得到较好的锁模光脉冲, 如图 1(a) 所示。

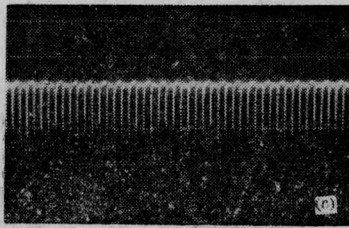
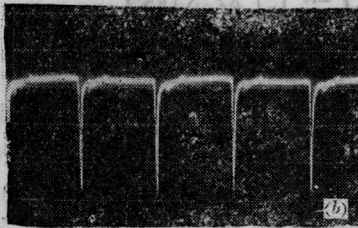
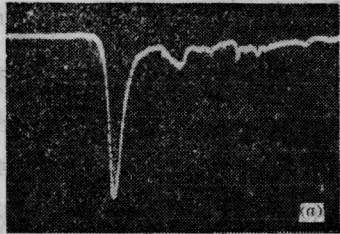


图 1 锁模 Ar⁺ 激光脉冲列的时域性质

(a) 锁模光脉冲示波器图, 纵轴 200 mV/div, 横轴 0.5 ns/div;

(b) 减少射频功率的光脉冲列, 纵轴 200 mV/div, 横轴 5 ns/div;

(c) 腔长失谐 0.2 mm 时的光脉冲, 纵轴 200 mV/div, 横轴 50 ns/div

此后减少驱动功率使调制深度降低, 出现了如图 1(b) 所示的不充分锁模, 即在直流光强上叠加了一种受到低频余弦调制的, 且强度随机涨落的光脉冲列。

图 1(c) 表示腔长失谐 (f_L 偏离 $2f_{RF}$) 时的光脉冲列, 其中可以明显看到光脉冲强度受到低频余弦调制的随机涨落。如果激光器电源质量较差, 锁模激光脉冲强度会受到电源纹波调制, 也会出现如图 1(c) 所示的锁模脉冲列。

所以根据锁模 Ar⁺ 激光脉冲的时域性

质, 我们可以假设一个用以描述光脉冲强度涨落的随机函数 $A(t)$, 即

$$A(t) = A_0 \exp[-i(\Omega t + \phi_t)] \quad (1)$$

式中 A_0 为调制振幅, Ω 为调制频率, 并且 $A_0 \ll I_0$ (I_0 为峰值光强), $\Omega \ll \omega_0$ (ω_0 为重复圆频率), ϕ_t 为随机相位 (用来表示光脉冲强度随机抖动)。

三、锁模 Ar⁺ 激光器噪声分析

光强 $I(t)$ 的功率谱一般定义为 $I(t)$ 的自相关函数 $G(\tau)$ 的傅里叶变换。设理想锁模脉冲列为

$$I_0(t) = \sum_n f(t+nT) \quad n=0, \pm 1, \pm 2 \quad (2)$$

式中 T 为脉冲周期。实际的锁模激光脉冲列可以表示为 (见附录 I)

$$I(t) = I_0(t) + A(t)I_0(t) + \dot{I}_0(t)TV(t) \quad (3)$$

式中 $A(t)$ 、 $V(t)$ 是连续随机函数, 分别表示光脉冲振幅和周期的随机涨落。 $\dot{I}_0(t)$ 为理想光脉冲列对时间的一阶微分。 $I(t)$ 的自相关函数

$$\begin{aligned} G(\tau) &= \langle I(t)I(t+\tau) \rangle \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t+\tau) dt \\ &= G_{I_0}(\tau) [1 + G_A(\tau)] + T^2 G_{\dot{I}_0}(\tau) G_V(\tau) \quad (4) \end{aligned}$$

式中 $G_{I_0}(\tau)$ 、 $G_A(\tau)$ 、 $G_V(\tau)$ 、 $G_{\dot{I}_0}(\tau)$ 分别是 $I_0(t)$ 、 $A(t)$ 、 $V(t)$ 和 $\dot{I}_0(t)$ 的自相关函数。 $I(t)$ 的功率谱为

$$\begin{aligned} P(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} G(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau \\ &= P_{I_0}(\omega) * [\delta(\omega) + P_A(\omega)] \\ &\quad + [(\omega T)^2 P_{\dot{I}_0}(\omega)] * P_V(\omega) \quad (5) \end{aligned}$$

式中 $P_{I_0}(\omega)$ 、 $P_A(\omega)$ 和 $P_V(\omega)$ 分别是 $I_0(t)$ 、 $A(t)$ 和 $V(t)$ 的功率谱。将附录 II 中 $P_{I_0}(\omega)$ 的表达式代入 (5) 式便可得到实际锁模光脉冲 $I(t)$ 的功率谱。

$$P(\omega) = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 |\tilde{f}(\omega)|^2 \sum_n [\delta(\omega_n) + P_A(\omega_n) + (2\pi n)^2 P_V(\omega_n)] \quad (6)$$

式中 $\omega_n = \omega - \frac{2\pi n}{T}$ 。图 2 是实际光脉冲列功率谱的示意图。它由三项组成，第一项代表理想锁模的线状功率谱，中心频率为 ω_n ，频率间隔是 $\Delta\omega = \frac{2\pi}{T}$ ；第二项表示光脉冲强度随机涨落的噪声功率谱；第三项描述光脉冲周期随机抖动的噪声功率谱。因为第二项和 n 无关，所以我们可以 0 频 ($n=0$) 附近来观测光脉冲强度随机涨落的噪声谱。

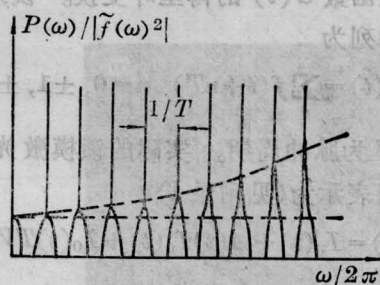


图 2 实际锁模光脉冲列功率谱示意图

从假设的随机函数 $A(t)$ 可以推导出描述光脉冲强度随机涨落的噪声谱 $P_A(\omega)$ 。由相关函数的定义和(1)式得

$$G_A(\tau) = \langle A^*(t)A(t+\tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} A^*(t)A(t+\tau)dt = A_0^2 \langle \exp[-i(\Omega t + \psi_\tau)] \rangle \quad (7)$$

式中 $\psi_\tau = \phi_{t+\tau} - \phi_t$ 。我们研究的是稳态锁模附近的噪声，它可以近似地看成是稳态随机过程。 ψ_τ 是与时间 t 无关的相位，因此可以用系综平均代替对时间的平均^[2,3]。

$$G_A(\tau) = A_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-i(\Omega t + \psi_\tau)] P(\psi_\tau) d\psi_\tau \quad (8)$$

要求出 $G_A(\tau)$ 必须首先知道几率密度 $P(\psi_\tau)$ 的具体形式。根据 H. Hodara 的分析^[3]， $P(\psi_\tau)$ 可以用高斯公式给出

$$P(\psi_\tau) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp(-\psi_\tau^2/2\sigma^2) \quad (9)$$

式中 $\sigma^2 = a\tau$ ， τ 为相关时间， a 是与纵模有关的常数。将(9)代入(8)得

$$G_A(\tau) = A_0^2 \exp\left[-i\Omega\tau + \frac{a}{2}\tau\right] \quad (10)$$

所以随机函数 $A(t)$ 的功率谱为

$$P_A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G_A(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau = \frac{2A_0^2}{(\omega - \Omega)^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2} \quad (11)$$

从上式可以看出光强随机涨落的噪声谱为洛仑兹形。将(11)代入(6)，并注意角标得

$$P(\omega) = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 |\tilde{f}(\omega)|^2 \sum_n \left[\delta(\omega_n) + 2A_0^2 \frac{1}{(\omega_n - \Omega)^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2} + (2\pi n)^2 P_V(\omega_n) \right] \quad (12)$$

四、实验结果

测量锁模 Ar^+ 激光噪声的方框图如图 3 所示。

(1) 在 TF2370 频谱分析仪的测频率范围内 ($0 \sim 110 \text{ MHz}$) 仅在 0 频 ($n=0$) 和 $n=1$ (99.62 MHz) 附近观测到了噪声谱。在其它频率没有噪声。

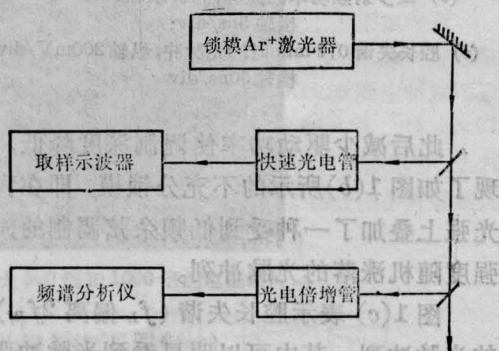


图 3 实验方框图

(2) 去掉 RF 驱动功率，测出 Ar^+ 激光器处于自由运转状态下的噪声 (如图 4)，它是典型的多纵模激光器的噪声谱^[2]。

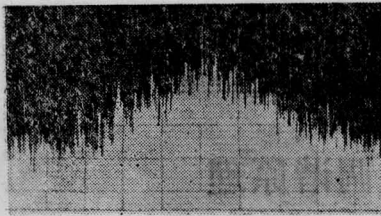


图4 Ar⁺激光器自由运转状态的噪声(0.1 MHz/div)

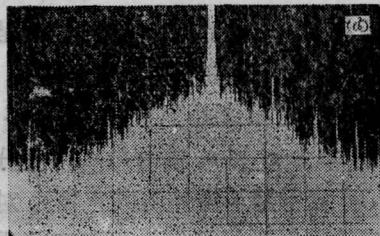
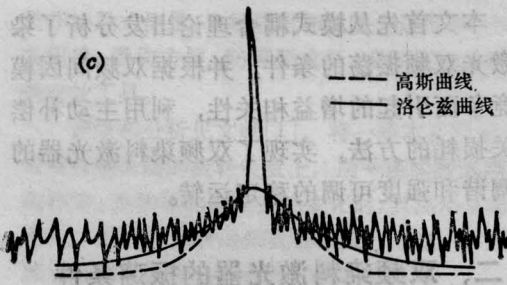
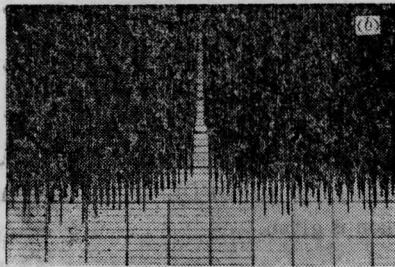
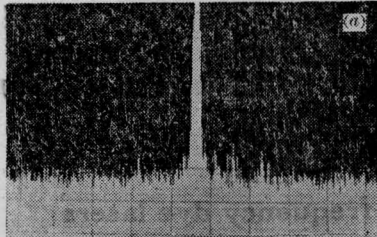


图5 锁模 Ar⁺激光器的噪声谱

- (a) 锁模状态 $n=0$ 附近的噪声谱, 纵轴为相对强度 (10 dB), 横轴为 $f(0.2 \text{ MHz/div})$;
 (b) 同上, 纵轴(10dB), 横轴 1kHz/div);
 (c) 实验曲线与理论计算比较;
 (d) 腔长失谐约 1 mm 的噪声谱, 纵轴 (10 dB), 横轴(0.2 MHz/div)

(3) 使 Ar⁺ 激光器处于图 1(a) 所示的锁模状态, 此时用频谱分析仪的低分辨率挡 (0.2 MHz/div), 在 $n=0$ 和 $n=1$ 附近测出的噪声功率很小, 如图 5(a) 所示。用高分辨率挡 (1 kHz/div), 测到的噪声如图 5(b) 所示。图 5(c) 中对实验曲线和理论计算结果进行了比较, 可以看出锁模 Ar⁺ 激光强度涨落的噪声谱基本上是洛仑兹形。

(4) 图 5(d) 表示腔长失谐约 1 mm 时的噪声。可以看出这时的噪声甚至比自由运转状态的噪声增大。在实验中还可看到腔长失谐, 减少驱动功率 (从 1 W 减到 0.5 W), 或者增大激励电流时噪声将显著增加。

从实验结果可知, 锁模 Ar⁺ 激光噪声分布在纵模差拍的整数倍附近; 脉冲强度随机涨落的噪声谱为洛仑兹形; 腔长失谐和损耗调制深度是影响噪声的主要因素; 锁模激光比自由运转的激光噪声要小得多。这些与理论分析是一致的。

参 考 文 献

- 1 Von der Linde D. *Appl. Phys.*, 1986; **B39**:201
- 2 Ba Enxu, Lu Keceng, '83 International Conference on Lasers, Digest, 179
- 3 Hodara H, George N. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1966; **QE-2** (9):337

附录 I 光脉冲周期随机抖动的 的光强 $I_V(t)$

设理想锁模光脉冲列为

$$I_0(t) = \sum_n f(t+nT) \quad n=0, \pm 1, \pm 2 \quad (1)$$

则脉冲周期随机抖动的光强

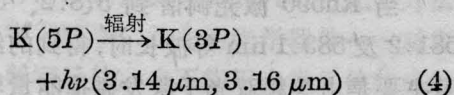
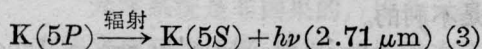
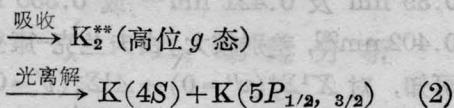
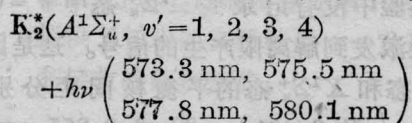
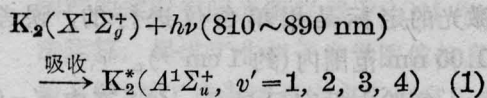
$$I_V(t) = \sum_n f(t+nT+\delta T_n) \quad n=0, \pm 1, \pm 2 \quad (2)$$

考虑到 $\delta T_n \ll T$ (T 为平均周期), 将 $I_V(t)$ 作泰勒展开取近似到 1 阶

$$I_V(t) = I_0(t) + \dot{I}_0(t)\delta T_n$$

(下转第 282 页)

及光解离受激辐射过程表达为:



四、结 语

利用由 H_2 喇曼频移管获得的斯托克斯光和染料激光共同泵浦 K_2 分子, 以 K_2 分子 $A^1\Sigma_u^+$ 态的较低振动能为中间共振能级, 可

将 K_2 分子激发到高位分子 g 态的离解限高度, 由光解离产生了钾原子红外受激辐射。这不仅对受激辐射的产生机制研究, 而且对光解离过程的研究, 都是有益的。

唐小玲同志参加了部分实验工作, 在此表示衷心感谢。

参 考 文 献

- 1 王祖庚 *et al.* *Opt. Commun.*, 1984; **51** (1): 155
- 2 秦莉娟 *et al.* *Laser Spectroscopy VII*, Springer Verlag, 1985: 225
- 3 王祖庚 *et al.* *Appl. Phys. B*, 1986; **B41**: 125
- 4 王祖庚 *et al.* *Opt. Commun.*, 1986;
- 5 Wellegehausen B. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**(10): 1108
- 6 Huber K P, Herzberg G. *Constants of Diatomic Molecules*, New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1979
- 7 Taugo W J *et al.* *J. Phys. Lett.*, 1968; **49**: 4264
- 8 Valance A *et al.* *Phys. Lett.*, 1981; **82A**: 116
- 9 Taugo W J *et al.* *J. Chem. Phys.*, 1970; **53**: 3094

(上接第 271 页)

引入随机函数 $V(t)$, 使 $TV(t) = \delta T_n$ 则得

$$I_V(t) = I_0(t) + \dot{I}_0(t)TV(t)$$

附录 II 理想锁模脉冲列的功率谱

首先求出 $I_0(t)$ 的频谱 $\tilde{I}_0(\omega)$ 和其功率谱 $P_0(\omega)$ 之间的关系

$$\tilde{I}_0(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-NT}^{NT} I_0(t) \exp(i\omega t) dt \quad (5)$$

$$G_0(\omega) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} \int_{-NT}^{NT} I_0(t) I_0(t+\tau) dt$$

$$(6)$$

$$P_0(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-NT}^{NT} G_0(\tau) \exp(i\omega\tau) d\tau \quad (7)$$

代入并计算得到

$$P_0(\omega) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N+1} |\tilde{I}_0(\omega)|^2 \quad (8)$$

将(1)代入(5)式得

$$\tilde{I}_0(\omega) = \tilde{f}(\omega) \frac{\sin\left[(2N+1)\frac{\omega T}{2}\right]}{\sin\left(\frac{\omega T}{2}\right)} \quad (9)$$

式中 $\tilde{f}(\omega)$ 是 $I_0(t)$ 的傅里叶变换。所以理想锁模脉冲的功率谱

$$P_0(\omega) = \left(\frac{1}{2N+1}\right)^2 |\tilde{f}(\omega)|^2$$

$$\times \left| \frac{\sin\left[(2N+1)\frac{\omega T}{2}\right]}{\sin\left(\frac{\omega T}{2}\right)} \right|^2$$

$$= \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 |\tilde{f}(\omega)|^2 \sum_n \delta\left(\omega - \frac{2\pi n}{T}\right)$$

$$= \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 |\tilde{f}(\omega)|^2 \sum_n \delta(\omega_n) \quad (10)$$