

# 非线性介质 F-P 干涉仪光束输出特性的理论研究

刘炎炎 王俊波 乐时晓 林为干

(电子科技大学应用物理所, 成都 610054)

## 提 要

本文对准直光束射入含有非线性介质的 F-P 干涉仪内的光场分布进行了研究. 由于非线性介质与光的作用, 从 F-P 干涉仪出射的光束截面上的相移随位置的改变呈一定的分布, 进而引起了干涉仪的透射率和输出光束重新分布. 当干涉仪两个面的反射系数较大时, 输出光束截面出现光强和相移的跃变. 这种现象与以前在平面波假设下所得的光强分布所得结论有较大的不同.

**关键词** F-P 干涉仪, 光束输出特性.

## 1 引 言

在 F-P 干涉仪中充以非线性介质, 利用非线性介质的折射率随光强变化的特性, 可以改变 F-P 干涉仪的透射率, 得到光束双稳态输出, 以制造双稳态光学元件. 这种双稳态光学元件在光学计算机领域有很广泛的应用前景, 引起了关注<sup>[1~3]</sup>.

通常研究这种双稳态光学元件的特性时, 假设入射光波为平面波, 并且忽略了干涉仪的两个面反射引起光场在干涉仪内的重新分布<sup>[1,2]</sup>. 而实际激光器入射到 F-P 干涉仪的稳定模式是高斯模, 其光强分布是高斯分布, 这必造成 F-P 干涉仪截面上不同位置的介质的折射率变化的不同, 其透射率也会非均匀分布, 非线性 F-P 干涉仪的输出特性随位置变化, 从而改变了输出光束的特性. 本文研究了准直光束在充有非线性介质的 F-P 干涉仪中的行为, 得到了高斯光束经过这种双稳态光学元件后的光强和相位分布, 从理论上证明: 充有非线性介质的 F-P 干涉仪确有改变入射光束特性的作用, 正确选择 F-P 干涉仪的参数将有利于充有非线性介质的双稳态元件的输出.

## 2 输出特性

非线性 F-P 干涉仪内的场强随着光波的回反射而沿着光波的传播方向呈行驻波分布, 由于干涉仪内存在着非线性介质与光波的相互作用, 干涉仪内的折射率将随着场强变化而变化, 它反过来又影响光场分布. 这样, 干涉仪内的光场十分复杂, 很难求得其表达式.

在非线性 F-P 干涉仪的研究中, 入射到 F-P 干涉仪的光波为激光束, 其发散角很小甚至是准直的. 通常 F-P 干涉仪的间距很小, 故可以假设垂直入射 F-P 干涉仪的光束为准直光束, 光

波在干涉仪内平行于轴线来回运动. 那么, 在图 1 所示的坐标系中, 干涉仪内的任一点场强  $E(x, y, z)^{[4]}$ :

$$E(x, y, z) = E_0(y, z) t_1 \{ e^{j\Delta_0} - r_2 e^{j(\Delta_0 + \Delta_2)} + r_1 r_2 e^{j(2\Delta_0 + \Delta_1)} - r_1 r_2^2 e^{j(3\Delta_0 + \Delta_2)} + r_1^2 r_2^2 e^{j(4\Delta_0 + \Delta_1)} - r_1^2 r_2^3 e^{j(5\Delta_0 + \Delta_2)} + r_1^3 r_2^3 e^{j(6\Delta_0 + \Delta_1)} - r_1^3 r_2^4 e^{j(7\Delta_0 + \Delta_2)} + \dots \} \quad (1)$$

这里  $\Delta_0 = \int_0^L \frac{4\pi}{\lambda} n(x, y, z) dx$ ,  $\Delta_1 = \int_0^x \frac{4\pi}{\lambda} n(x, y, z) dx$ ,

$\Delta_2 = \int_x^L \frac{4\pi}{\lambda} n(x, y, z) dx$ , 它们分别表示了光经过干

涉仪、从入射面到干涉仪内一点  $P(x, y, z)$ 、从点

$P(x, y, z)$  到出射面的相移,  $E_0(y, z) = E(0, y, z)$

入射场振幅,  $\lambda$  为入射光的波长,  $L$  为干涉仪的长

度,  $r_i, t_i (i=1, 2)$  分别干涉仪两个面的透射系数, 为了方便讨论, 假设  $r = r_1 = r_2, t = t_1 = t_2$ . 则:

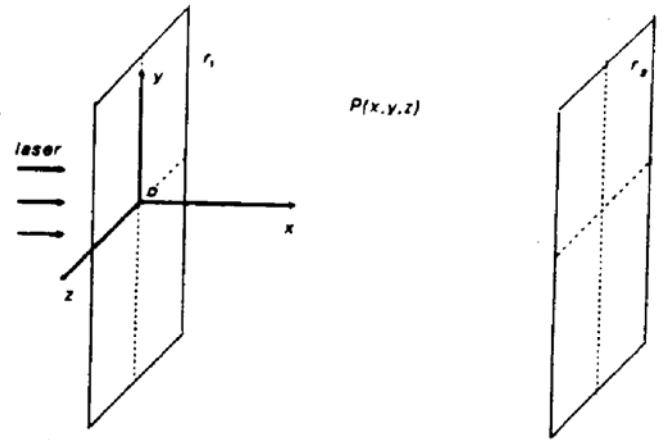


Fig. 1 The F-P interferometer diagram

$$E(x, y, z) = E_0(y, z) \exp \left[ j \int_0^x \frac{4\pi}{\lambda} n(x, y, z) dx \right] \frac{1 - r \exp \left[ 2j \int_x^L \frac{4\pi}{\lambda} n(x, y, z) dx \right]}{1 - r^2 \exp \left[ 2j \int_0^L \frac{4\pi}{\lambda} n(x, y, z) dx \right]}, \quad (2)$$

非线性介质的感应极化率  $\Delta\chi$  与光强  $|E^2(\omega)|$  满足<sup>[1]</sup>:

$$\Delta\chi = \Delta\chi_0 + \alpha |E^2(\omega)| \quad (3)$$

如果感应的极化率  $\alpha |E^2(\omega)|$  是一个小量, 则对于各向同性介质折射率可表示为:

$$n = n_0 + \beta I(\omega) \quad (4)$$

式中  $n_0 = \sqrt{4\pi(\chi_0 + \Delta\chi_0)}$  为介质的线性折射率,  $\beta = \frac{\alpha}{2\sqrt{4\pi(\chi_0 + \Delta\chi_0)}}$ ,  $I(\omega) = |E^2(\omega)|$ ,

$\beta I$  为介质的非线性折射率. 则:

$$I(x, y, z) = I_0(y, z) \frac{1 + r^2 - 2r \cos \left\{ \frac{4\pi}{\lambda} \left[ n_0(L - x) + \int_x^L \beta I(x, y, z) dx \right] \right\}}{1 + r^4 - 2r^2 \cos \left\{ \frac{4\pi}{\lambda} \left[ n_0 L + \int_0^L \beta I(x, y, z) dx \right] \right\}} \quad (5)$$

式中  $I(x, y, z) = E(x, y, z) * E^*(x, y, z)$ ,  $I_0(y, z) = E_0(y, z) E_0^*(y, z)$ , 分别为输出光强、入射光强. (5)式是一个包含积分的方程, 对它引入变换, 令

$$\Phi(x, y, z) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^x \beta I(x', y, z) dx' \quad (6)$$

$\Phi(x, y, z)$  为光波到达 F-P 干涉仪内点  $(x, y, z)$  由于光波与非线性物质作用引起的附加相移, 它直接影响干涉仪的传输特性, 光强则可表达为:

$$\frac{2\pi\beta}{\lambda} I(x, y, z) = \frac{d\Phi(x, y, z)}{dx} \quad (7)$$

将(6), (7)式代入(5)式可得到附加相移  $\Phi$  和入射光强  $I_0$ , 干涉仪的参数  $L, r$  之间的关系:

$$\frac{d\Phi(x, y, z)}{dx} = \frac{2\pi\beta I_0}{\lambda} \frac{1 + R - 2\sqrt{R} \cos \left[ \frac{4\pi\beta}{\lambda} n_0(L - x) + 2\Phi(L, y, z) - 2\Phi(x, y, z) \right]}{1 + R^2 - 2R \cos \left[ \frac{4\pi\beta}{\lambda} n_0 L + 2\Phi(L, y, z) \right]} \quad (8)$$

式中  $R = r^2$ ,  $T = t^2$ ,  $R + T = 1$ ,  $R, T$  是干涉仪两个面的反射率、透过率. 因此, 非线性 F-P 干涉仪在输出面点  $(y, z)$  的透过率为:

$$T(y, z) = \frac{1}{1 + \frac{4R \sin^2[(4\pi\beta/\lambda)n_0L + 2\Phi(L, y, z)]}{(1 - R)^2}} \quad (9)$$

它的输出光强为:

$$I(y, z) = \frac{I_0}{1 + \frac{4R \sin^2\{[(4\pi\beta/\lambda)n_0L + 2\Phi(L, y, z)]/2\}}{(1 - R)^2}} \quad (10)$$

### 3 数值计算

前面已经给出了光场感应折射率引起的相移(8)式, 非线性 F-P 干涉仪的透过率(9)式和输出光强(10)式. (8)式是一个没有精确解析解的、式中含有与总相移有关的参量  $\Phi(L, y, z)$  的非线性微分方程. 图 2 中的曲线是数值计算公式(10)求得不同干涉仪长 ( $2n_0L/\lambda = 1000, 750, 500, 250$ ) 的非线性 F-P 干涉仪的总相移为  $\pi$  时, 光强  $I \sim$  反射率  $R$  曲线, 从曲线的变化可以得出: 随着干涉仪两个面反射率的增加, 引起总相移  $\pi$  的入射光强  $I_0$  下降, 下降趋势是非线性的, 这与以前的结论<sup>[1,2]</sup>不同. 作者认为文献[1,2]中假设在 F-P 干涉仪中光波与外部一样为行波, 仅仅是前端面的反射引起光场振幅减小, 由于忽略了光波在干涉仪内的来回反射, 因此其总相移  $\Phi$  随着前端面的透射率的增加而减小. 而实际上在干涉仪内光波是驻波或行驻波, 由于光波之间的互相干涉, 其振幅随着位置的不同而不同, 当端面反射率增加, 入射到干涉仪内的光强虽然减小, 但是光波在腔内反射衰减也相应减小, 反射光束光强增强导致腔内的场强增加, 光感应折射率随之上升, 因此引起  $\pi$  相移的入射光强降低.

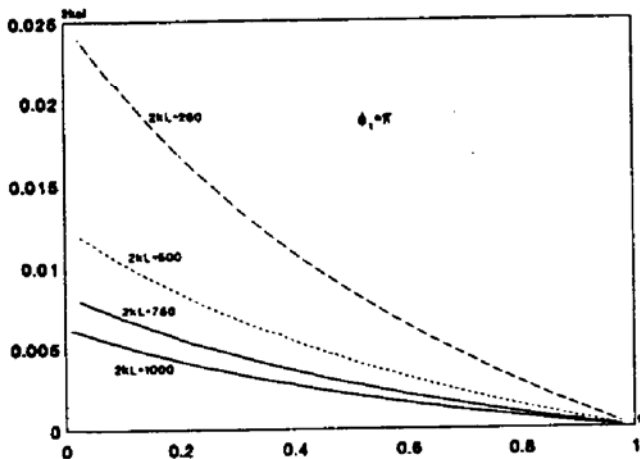


Fig. 2 Plots of input laser intensity-the reflectivity with different length when  $\phi = \pi$

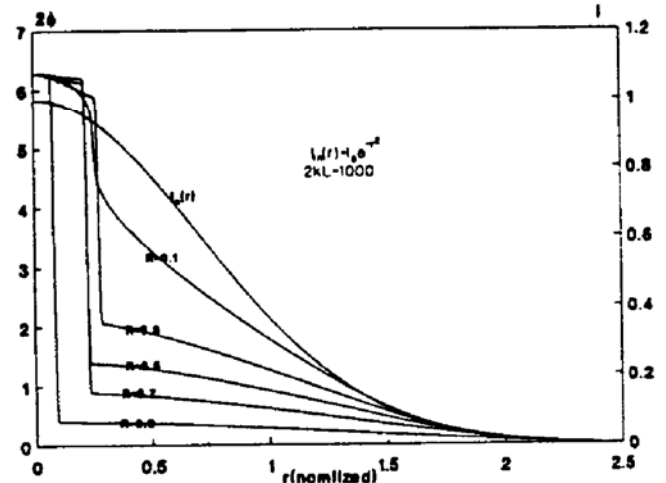


Fig. 3 Plots of phase change cross section with different reflectivity when  $\Phi|_{z=0} = \pi$  and  $wkL = 1000$

图 3 描述了光强具有圆分布的准直高斯光束经过非线性 F-P 腔后光感应折射率引起的附加相移分布. F-P 腔线性参数  $2n_0L/\lambda = 1000$ , 入射光强  $I(r) = I_0e^{-r^2}$ ,  $r$  为归一化距离,  $I_0$  为造成总相移为  $\pi$  的光强, 图中的虚线描述了相对入射光强  $I(r)/I_0$ . 不同实线对应于具有不同端面反射率 ( $r = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ ) 的非线性 F-P 干涉仪的附加相移的分布曲线. 图 4 描述了非线性 F-P 腔的透射率分布图. 其参数条件与图 3 相同. 不同实线对应于具有不同端面反射率 ( $r = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ ) 的非线性 F-P 腔的透射率分布曲线. 图 5 描述了非线性 F-P 腔的出射光强

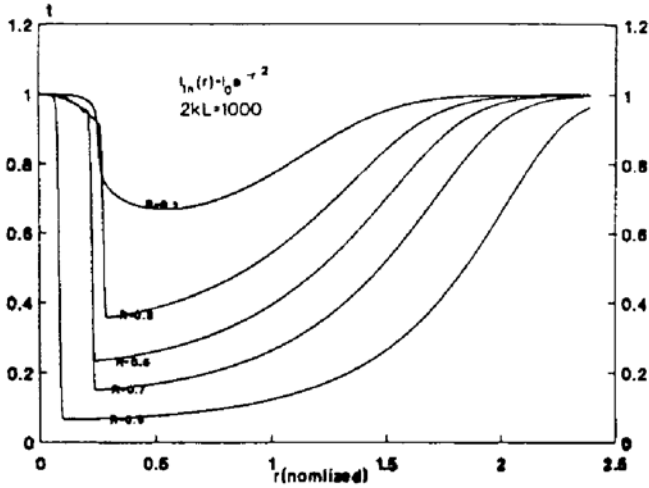


Fig. 4 Plots of transmissivity of the interferometer with the same parameter as the Fig. 3

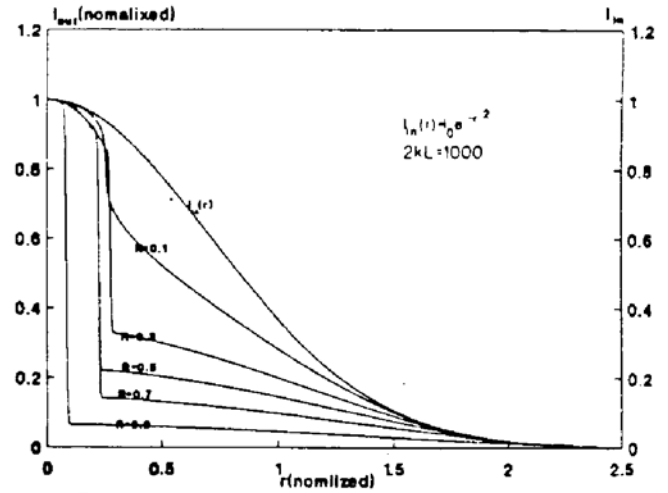


Fig. 5 Plots of input laser intensity with the same parameter as Fig. 3

分布图. 其参数条件与图 3 相同. 不同实线对应于具有不同端面反射率 ( $r = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ ) 的非线性 F-P 腔的光强分布曲线.

图 3、4、5 明确显示, 高斯光束通过非线性 F-P 干涉仪的附加相移、透射率、输出光束在光波和非线性 F-P 干涉仪的相互作用下, 与线性 F-P 干涉仪的特性有极大的不同. 非线性 F-P 干涉仪形成了一个高度非线性元件, 它的非线性随端面的反射率的增加而变得十分明显, 当反射率较高时, 其变化在某一区间内格外陡峭, 几乎不连续, 具有十分好的开关特性. 作者认为这是因为 F-P 干涉仪在端面反射率较高时对相移的变化十分敏感, 当光场感应引起的附加相移和线性相移接近它的谐振区即  $\Phi + (n_0 L / \lambda) = n\pi$  时, 腔内的光场场强较高, 当入射光强随着离开光轴的距离增加而下降到某一临界值时, 其引起的附加相移偏离谐振区, 入射腔内的场强迅速衰减, 其附加相移进一步下降. 在这种正反馈的作用下, 其附加相移在入射光强变化到此一区域内急剧变化, 呈现近似阶跃的特性, 这类似于空间开关: 在临界距离以内, 光几乎全部通过, 光强变化较小; 在临界距离以外, 光几乎降为零. 当端面反射率增高时, 这种开关有较理想的上升、下降沿, 其滤波特性很好. 这种在空间分布上的非线性是以前没有得到, 其原因是在以前认为腔内光波为行波, 忽略了腔端面的反射引起的腔内光波场强重新分布的正反馈效应.

## 4 结 论

本文分析了由于反射引起的光波在非线性 F-P 干涉仪内的光场分布, 得出了光场表达式, 证明在干涉仪内光波分布为非行波分布. 详细分析了准直高斯光束通过非线性 F-P 干涉仪后的截面上附加相移、透射率、输出光束的分布曲线. 当干涉仪两个面反射率增加时, 附加相移、透射率、输出光束的特性出现明显的阶跃效应, 具有十分好的空间开关带通滤波特性. 这种空间开关带通滤波特性为以前平面波假设所没有发现. 这种非线性干涉仪作为光学计算机或光学信息处理中的空间开关滤波等非线性元件有广泛的应用前景.

## 参 考 文 献

- [1] Y. S. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, New York, John Wiley & Sons. Inc. 1984, 286~301
- [2] R. Bonifacio, L. A. Lugiato, Optical bistability and cooperative effects in resonance fluorescence, *Phy. Rev. (A)*, 1971, 18(3): 1129~1144
- [3] 马国彬, 刘仁红, 谭维翰, 脉冲光通过非线性法布里-珀罗腔后的分岔与混沌, *光学学报*, 1991, 11(10): 865~869
- [4] 母国光, 战元龄, *光学*, 第 1 版, 北京, 人民教育出版社, 1978, 250~253

## The output property of a nonlinear Fabry-Perot Interferometer

Liu Yanyan      Wang Junbo      Le Shixiao      Lin Weigan

(*Institute of Applied Physics, University Electronics Science & Technology, Chengdu, 610054*)

(Received 4 January 1993; revised 22 March 1993)

### Abstract

This paper discusses the output property of a Fabry-Perot interferometer filled with a nonlinear medium. Because of the optical field induced refractive index, the transmissivity across the monochromatic beam through the interferometer depends on distribution of the beam intensity. The output beam is different from the input. As the reflectivity of two planes increases, the distinction changes clear, and there is a change close to discontinue.

**Key words** Fabry-Perot interferometer, output property.