

Multi-Beam Interference and GUI Design

Hao Zou¹, Dan Wang², Qihui Zou²

¹School of Electronics Information, Sichuan University, Chengdu Sichuan

²School of Science, Southwest Petroleum University, Chengdu Sichuan

Email: qihui_zou@163.com

Received: Aug. 13th, 2017; accepted: Aug. 24th, 2017; published: Aug. 31st, 2017

Abstract

In this paper, the Fabry-Perot interference and multi-beam interference produced by multi-pyramid are studied in detail. The principle and condition of interference, the characteristics of interference fringes and the factors affecting fringe fineness are analyzed and discussed. The law of multi-beam interference is obtained, that is, the multi-beam interference fringes which produced by parallel plane films are very sharp, and as the reflectivity increases, the interference fringes become brighter and thinner. In addition, with increasing the refractive index of the medium or the thickness of the interlayer and the dielectric film, the number of interference fringes observed in a certain area will be increased. The spatial multi-beam interference pattern produced by multi-pyramid interference is a two-dimensional periodic pattern with no change in the direction of beam propagation, and with increasing the number of edges of pyramid, there is a series of changes in the interference field. When the number of edges of pyramid increases to a sufficient edge, the interference field distribution will become concentric structure of the Bessel beam field. The software of MATLAB is used to design GUI interface of the Michelson interference, Fabry-Perot interference and multi-pyramid multi-beam interference, which vividly depicts the change of the interference fringes caused by the change of the relevant parameters and is consistent with the theory.

Keywords

Multi-Beam Interference, Fabry-Perot interference, Polygonal Pyramid, GUI Interface, Simulation

多光束干涉及其GUI设计

邹 颖¹, 王 丹², 邹其徽²

¹四川大学电子信息学院, 四川 成都

²西南石油大学理学院, 四川 成都

Email: qihui_zou@163.com

收稿日期: 2017年8月13日; 录用日期: 2017年8月24日; 发布日期: 2017年8月31日

文章引用: 邹颖, 王丹, 邹其徽. 多光束干涉及其 GUI 设计[J]. 应用物理, 2017, 7(8): 247-259.

DOI: 10.12677/app.2017.78031

摘要

本论文详细研究法布里-珀罗多光束干涉和多棱锥产生的多光束干涉, 分析探讨了干涉原理和条件、干涉条纹特征以及影响条纹精细度因素。得到了多光束干涉的规律, 即平行平面薄膜产生的多光束干涉条纹十分细锐明亮, 并且反射率越大, 产生的干涉条纹越明亮细锐。此外, 增大介质折射率或者增大夹层厚度和介质薄膜厚度, 在一定区域内所观察到的干涉条纹数则越多。多棱锥干涉产生的空间多光束干涉图案是沿光束传播方向没有变化的二维周期性图案, 并且随着棱数的增加, 干涉场将会变为同心圆结构的贝塞尔光束的场分布。应用MATLAB软件对迈克尔逊干涉、法布里-珀罗干涉以及多棱锥多光束干涉设计了GUI界面, 形象生动地表征了相关参数变化引起的干涉条纹的变化, 且与理论相吻合的结果。

关键词

多光束干涉, 法布里-珀罗干涉, 多棱锥, GUI界面, 仿真模拟

Copyright © 2017 by authors and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

随着科学技术的进步和发展, 光的干涉技术所涉及的领域越来越多, 早先被广泛应用的迈克尔逊干涉仪由于在分振幅后形成的是一个双光束干涉系统, 其形成的干涉图样并不是理想的清晰明锐的条纹。基于双光束干涉原理开发的光纤传感器已广泛应用在航空航天、桥梁建设和石油化工等领域[1] [2]。多光束干涉获得了双光束干涉难以达到的明亮细锐的条纹, 多光束干涉已应用在激光选模、光谱精密测量等方面[3] [4]。虽然多光束的获取方法及多光束干涉的理论已经比较成熟和完善了, 但是将多光束干涉情形形象化的文章报道较少。本文将对多光束干涉理论进行总结和 GUI 设计, 得到了多光束干涉的人机互动效果, 这对于设计 GUI 界面和应用多光束干涉理论具有积极的指导意义。

2. 干涉原理

2.1. 光干涉的条件

光具有波粒二像性, 若要观察到光的干涉现象要满足一定的条件, 即把同一点光源发出的某一频率的单色光分成几束; 使这几束同频率的光束相叠加; 在叠加处, 这几束同频率的光束振动方向相同。满足这些条件后, 将会在光束叠加处观察到明暗分布的干涉图案。

2.2. 单色点光源引起的干涉现象

如图 1(b)所示, a_1 和 a_2 会聚到 S' 点所产生的光程差为

$$\delta = 2d_0 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i_1} \quad (2.1)$$

这里存在半波损失, 上式补充为

$$\delta = 2d_0 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i_1} - \frac{\lambda}{2} \quad (2.2)$$

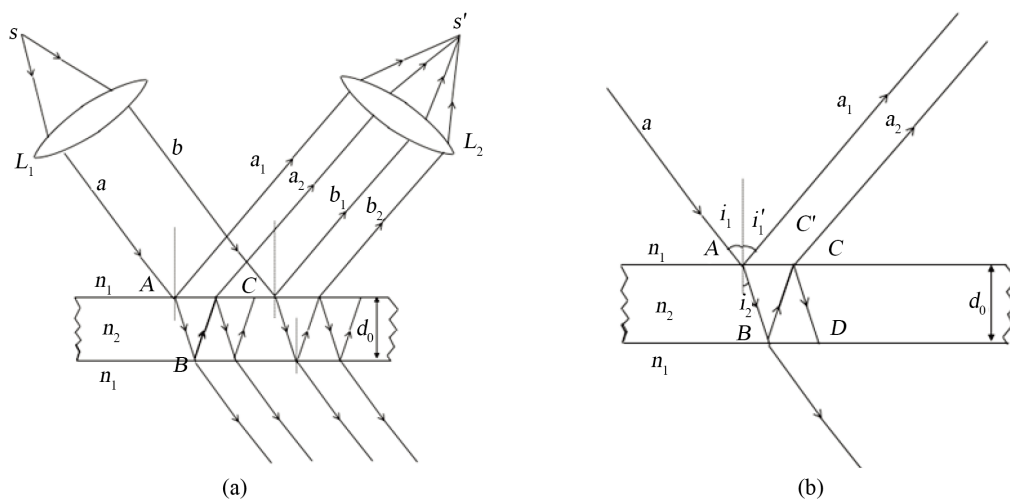


Figure 1. Calculation of optical path difference. (a) Light path diagram; (b) optical path difference
图 1. 光程差的计算。(a) 光路图; (b) 光程差

决定 S' 点明暗的条件是

$$2d_0\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i_1} = \begin{cases} (2j+1)\frac{\lambda}{2} & \text{相长} \\ 2j\frac{\lambda}{2} & \text{相消} \end{cases} \quad (j=0,1,2,\dots) \quad (2.3)$$

或 $2d_0 n_2 \cos i_2$

2.3. 多光束干涉

图 2 为一单色平面波入射到透明平行平面玻璃板的反射和透射，对于反射光和透射光来说，相邻两条光线之间的相位差均为

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n d_0 \cos \theta \quad (2.4)$$

由光传播的可逆性原理可证明[5]

$$r = -r' \quad (r^2 = r'^2), \quad tt' = 1 - r^2 \quad (2.5)$$

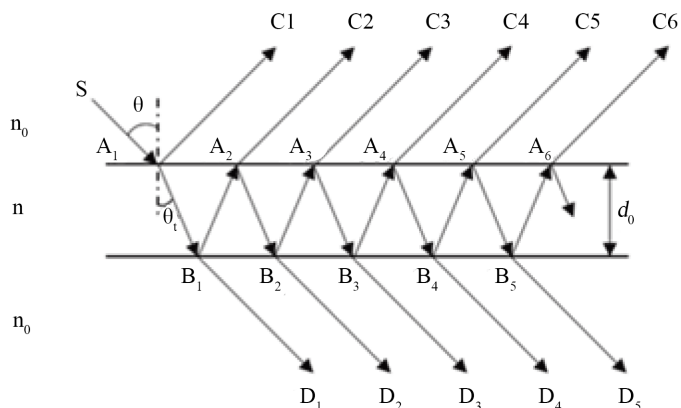
玻璃板单个表面的透射率和反射率所满足的关系有

$$\rho = r^2 = r'^2, \quad \tau = tt', \quad \tau + \rho = 1 \quad (2.6)$$

其中 r, t 分别光波从介质到玻璃板的振幅反射比和透射比； r', t' 分别为光波从玻璃板到介质的振幅反射比和透射比。

设入射光波的复振幅为 $E^{(i)}$ ，则从平行平面玻璃板下表面透射的每个分量波的复振幅为

$$\begin{cases} E_1^{(t)} = tt'E^{(i)} \\ E_2^{(t)} = tr'^2 t' e^{-i\varphi} E^{(i)} \\ E_3^{(t)} = tr'^4 t' e^{-i2\varphi} E^{(i)} \\ \vdots \\ E_N^{(t)} = tr'^{2(N-1)} t' e^{-i(N-1)\varphi} E^{(i)} \\ \vdots \end{cases} \quad (2.7)$$



d_0 : 玻璃板厚度; λ_0 : 真空中波长; θ : 入射角; θ_i : 折射角。

Figure 2. Reflection and transmission of monochromatic plane waves into transparent parallel planar glass plates

图 2. 单色平面波入射到透明平行平面玻璃板的反射和透射

透射光的起点可以看作是从 B_1 开始, 所以此时的 $N = 1, 2, 3, 4, \dots$ 。

如果板足够长, 则会有无穷多个透射波, 透射波的合复振幅为[6] [7] [8]

$$E^{(t)} = \left(1 + r'^2 e^{-i\varphi} + r'^4 e^{-i2\varphi} + \dots + r'^{2(N-1)} e^{-i(N-1)\varphi} + \dots\right) t t' E^{(i)} = \frac{t t'}{1 - r'^2 e^{-i\varphi}} E^{(i)} \quad (2.8)$$

由此便可得到透射光的强度为

$$I^{(t)} = E^{(t)} E^{(t)*} = \frac{\tau^2}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{\varphi}{2}} I^{(i)} \quad (2.9)$$

同理可得反射光的强度为

$$I^{(r)} = \frac{4\rho \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{\varphi}{2}} I^{(i)} \quad (2.10)$$

当板的上、下表面无吸收时, 满足(2.6)式, 则(2.9)式可写为

$$I^{(t)} = \frac{1}{1 + K \sin^2 \frac{\varphi}{2}} I^{(i)} \quad (2.11)$$

其中

$$K = \frac{4\rho}{(1 - \rho)^2} \quad (2.12)$$

为精细度系数。

(2.10)式和(2.11)式可化为

$$\frac{I^{(r)}}{I^{(i)}} = \frac{K \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{1 + K \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (2.13)$$

$$\frac{I^{(t)}}{I^{(i)}} = \frac{1}{1 + K \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (\text{艾里函数}) \quad (2.14)$$

由式(2.13)和式(2.14)可知, 当 ρ 值一定, 且 $\varphi = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$ 时, 反射光有最小强度

$$I_{\min}^{(r)} = 0 \quad (2.15)$$

透射光有最大光强

$$I_{\max}^{(t)} = I^{(i)} \quad (2.16)$$

当 $\varphi = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$ 时, 反射光强有最大强度

$$I_{\max}^{(r)} = \frac{K}{1 + K} I^{(i)} \quad (2.17)$$

透射光有最小强度

$$I_{\min}^{(t)} = \frac{1}{1 + K} I^{(i)} \quad (2.18)$$

由(2.14)式知, 当 $\rho \rightarrow 0$ 时, 无法判别透射光强度是最大值还是最小值; 当 $\rho \rightarrow 1$ 时, 只有在 $\varphi = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$ 的情况下才会出现最大值, 若 $\varphi \neq 0, 2\pi, 4\pi, \dots$, 即 $\sin \frac{\varphi}{2} \neq 0$ 时, $I^{(t)}$ 则接近于零。

由(2.13)式和(2.14)式可得

$$\frac{I^{(r)}}{I^{(i)}} + \frac{I^{(t)}}{I^{(i)}} = 1 \quad (2.19)$$

反射光和透射光互补。当反射率趋近于 1 时, 透射光的干涉图案是以几乎全黑的背景下一组很细的亮条纹构成的, 而反射光的干涉图案则是由均匀亮背景下很细的暗条纹所构成的。

由图 3 可知, 透射光相对光强度的最大值大小与 ρ 无关且始终保持不变。随着 K 的增大, 平行平面镜的透射光相对强度最小值降低, 透射光的亮条纹宽度变窄, 这表示只要 φ 偏离了 $2j\pi (j = 0, 2, 4, \dots)$, 那么光强便会急剧的减小, 此时条纹的锐度和可见度都将增大。

干涉条纹的精细度特性:

对于干涉级数为 j 的条纹, 两个半强度点所对应的相位为

$$\varphi = 2j\pi \pm \frac{\Delta\varphi}{2} \quad (2.20)$$

由图 4 可以看出, 半强度点对应的相位满足

$$\frac{I^{(t)}}{I^{(i)}} = \frac{1}{1 + K \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{4}} = \frac{1}{2} \quad (2.21)$$

当 $\rho \rightarrow 1$ 时, K 很大, $\Delta\varphi$ 必然很小, 则

$$\sin \frac{\Delta\varphi}{4} \approx \frac{\Delta\varphi}{4} \quad (2.22)$$

由(2.21)式和(2.22)式可得

$$\Delta\varphi = \frac{4}{\sqrt{K}} = \frac{2(1-\rho)}{\sqrt{\rho}} \approx 2(1-\rho) \quad (2.23)$$

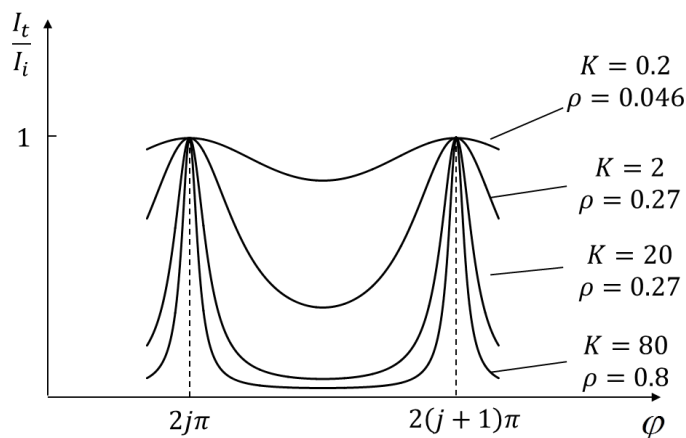


Figure 3. The transmission curve of a parallel flat glass plate
图 3. 平行平面玻璃板的透射率曲线

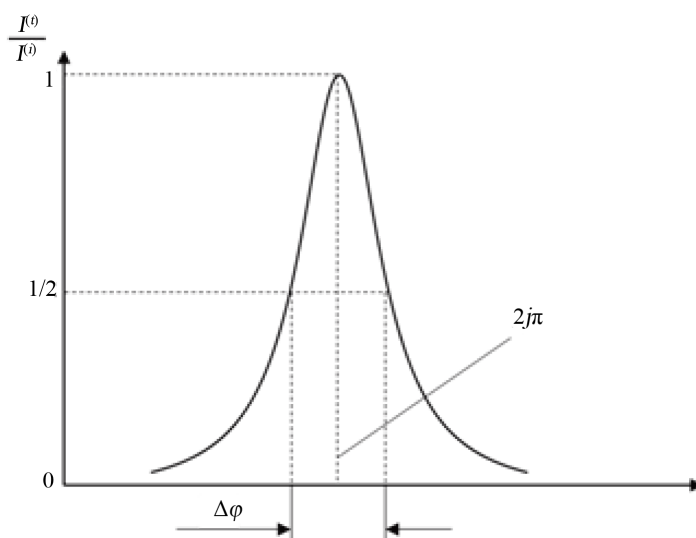


Figure 4. Phase width of interference fringe
图 4. 干涉条纹的相位宽度

两条相邻条纹之间的相位差和条纹的相位宽度之比，即 $2\pi/\Delta\varphi$ ，称为条纹精细度，记作 F

$$F = \frac{2\pi}{\Delta\varphi} = \frac{\pi\sqrt{K}}{2} = \frac{\pi\sqrt{\rho}}{1-\rho} \tag{2.24}$$

3. 典型的双光束干涉——迈克尔逊干涉

如图 5 所示为迈克尔逊干涉原理图， M'_2 与平面镜 M_1 平行， M_1 和 M'_2 之间的部分看作是“空气薄膜”，相当于式(2.3)中， $n_1 = n_2 = 1$ ，在空气薄膜中不发生反射，所以 $i_1 = i_2$ ，且无额外光程差，干涉条件可写为

$$2d_0 \cos i_2 = \begin{cases} 2j \frac{\lambda}{2} & \text{相长} \\ (2j+1) \frac{\lambda}{2} & \text{相消} \end{cases} \quad (j=0,1,2,\dots) \tag{3.1}$$

通过移动平面镜 M_1 来改变“空气薄膜”的厚度，可以观察到整个同心圆的干涉条纹也随之发生移动。

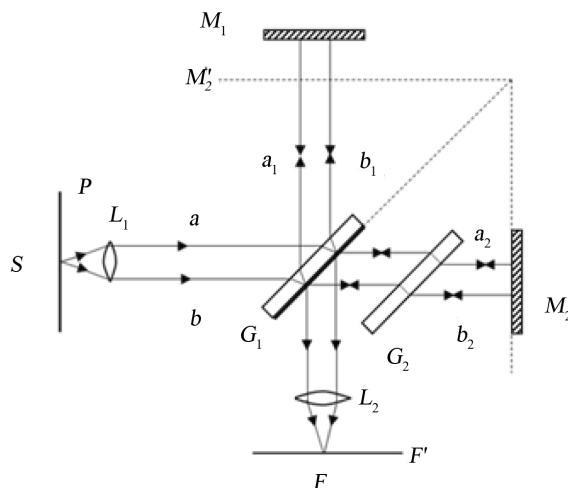


Figure 5. Michelson interference schematic diagram
图 5. 迈克尔逊干涉原理图

4. 法布里 - 珀罗干涉

4.1. 基本原理

法布里 - 珀罗干涉图样的光强分布公式为式(2.11)，由式(2.4)可知，相邻相干光束的位相差的表达式为

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi d}{\lambda} \sqrt{n_f^2 - \sin^2 i} \quad (4.1)$$

其中 n_f 为夹层折射率， d 为两平行平板间隔，如图 6 法布里 - 珀罗干涉原理图所示。若在两平行平板间插入透明介质片，设其厚度为 d_0 ，折射率为 n ($n > n_f$)，插入的深度为 h ，等效厚度为

$$d_x = n_f d + (n - n_f) * d_0 \quad (4.2)$$

因为 $n > n_f$ ，所以 $d_x > d$ 。以干涉图样中心为原点建立坐标系，令 $r^2 = x^2 + y^2$ ，上部分的光强分布为[9]

$$I'_{\text{上}} = \frac{1}{1 + K \sin^2 \left(\frac{2\pi d}{\lambda} * f / \sqrt{(x^2 + y^2) + f^2} \right)} I^i \quad (4.3)$$

同理，下部分的光强分布为

$$I'_{\text{下}} = \frac{1}{1 + K \sin^2 \left(\frac{2\pi d_x}{\lambda} * f / \sqrt{(x^2 + y^2) + f^2} \right)} I^i \quad (4.4)$$

其中 f 为透镜焦距。

4.2. 干涉条纹影响因素

反射率越大，产生的干涉条纹越明亮细锐；增大(减小)入射光波长或增大(减小)介质折射率或减小(增大)等效厚度，一定区域内，所能观察到的干涉条纹的数目越少(越多)；插入透明介质片后，相当于厚度为 d 和厚度为 d_x 两部分的干涉， h 越大，厚度为 d_x 的多光束干涉条纹所占的区域越大，反之厚度为 d 的多光束干涉条纹所占的区域越大。

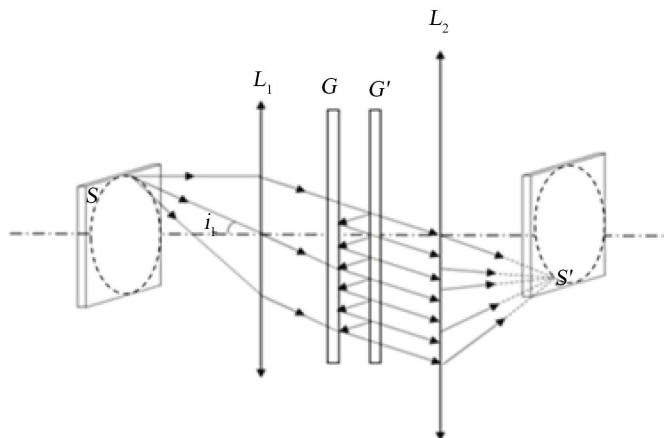


Figure 6. Fabry-Perot interference schematic diagram
图 6. 法布里 - 珀罗干涉原理图

4.3. 法布里 - 珀罗干涉与迈克尔逊干涉的比较

迈克尔逊干涉和法布里 - 珀罗干涉条纹的间距和径向分布等非常相似，不同的是迈克尔逊干涉是等振幅的双光束干涉，而法布里 - 珀罗干涉是位相差相同的多光束干涉，这也是为何法布里 - 珀罗干涉条纹及其细锐的原因。

5. 多棱锥的多光束干涉

5.1. 干涉原理

当通过多棱锥的各光束之间的夹角满足小角度情况，则近似地认为各光束具有相同的偏振态。设第 j 束平面波的复振幅为[10]

$$E_j = E_j \exp(iK_j \cdot r + i\delta_j) \quad (5.1)$$

其中 E_j 是电场强度振幅， K_j 是波矢， r 是位矢， δ_j 是初始相位。令 K_j 与 z 轴夹角为 θ_j ， K_j 在 xy 平面内的投影与 x 轴的夹角为 ϕ_j ，波长为 λ ，则

$$K_j = \frac{2\pi}{\lambda} [\sin \theta_j \cos \phi_j, \sin \theta_j \sin \phi_j, \cos \theta_j] \quad (5.2)$$

设光束透过多棱锥后会产生 m 束沿 z 轴对称分布的平面波，各束平面波的波矢 K_j 在 xy 平面的投影均分圆周，即 $\phi_j = 360^\circ (j-1)/m, j=1, 2, \dots, m$ 。各束平面波相干叠加后的电场强度的复振幅为

$$E_{tot}(r) = E_1 + E_2 + \dots + E_m \quad (5.3)$$

则光强分布为

$$I(r) = |E_{tot}|^2 = E_{tot} \cdot E_{tot}^* \quad (5.4)$$

5.2. 干涉条纹的影响因素

入射光波长增大，在一定区域内能观察到的干涉条纹数目减少；不同棱数的多棱锥产生的干涉图样各不相同，只有在棱数足够多，棱锥可以看作圆锥的情况下，干涉图样才会相近；由图 7 可知，波矢与 z 轴的夹角 θ 越大，在 z 轴方向的干涉区域越短， xy 平面内最大干涉直径 l 越小，致使光学周期变小，因此在一定区域内，所能观察到的条纹数越多。

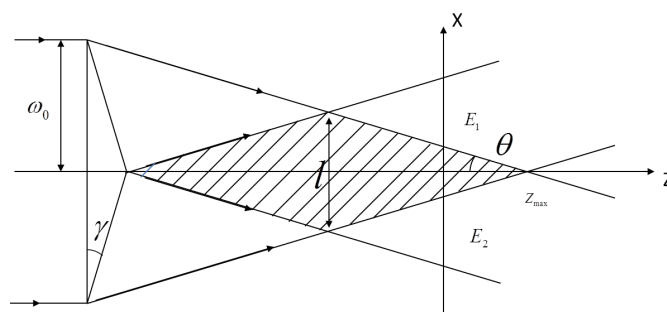


Figure 7. A schematic diagram of a parallel light passing through a pyramid

图 7. 平行光通过棱锥的光路示意图

6. 仿真结果

如图 8 所示为模拟界面的主界面，可选择进入迈克尔逊干涉、法布里 - 珀罗干涉和多棱锥多光束干涉的模拟界面。

6.1. 迈克尔逊干涉仿真结果

如图 9 为介质薄膜厚度分别为 45 mm、30 mm、20 mm、10 mm 的干涉图样，由此可知 M_1 与 M_2' 之间的距离(即薄膜厚度)越小，干涉条纹越稀疏，一定区域内所能观察到的条纹数目越少。

6.2. 法布里 - 珀罗干涉仿真结果

利用 MATLAB 软件设计了法布里 - 珀罗多光束干涉的 GUI 界面及其相应的干涉图样,如图 10 所示。由图可以看出,该 GUI 界面清晰,功能分区合理,提示按钮和执行按钮醒目,菜单功能强大,输出图像清晰可见。对比迈克尔逊干涉的结果,法布里 - 珀罗干涉的条纹细锐明亮程度都要大很多。图 11 为透射光强度曲线图,随着反射率的增加,透射光相对光强递减越快,反射率趋近于 1 时,透射光的干涉图案是以几乎全黑的背景下一组很细的亮条纹构成的。

图 12 是反射率分别为 0.65、0.75、0.85、0.95 的干涉图样,随着反射率的增大,所产生的干涉条纹越明亮细锐。

图 13 是介质插入深度分别为 0.00019 m、0.0005 m、0.0007 m、0.001 m 的干涉图样,由图可知介质插入深度只改变相应等效厚度的干涉区域的大小。

6.3. 多棱锥的多光束干涉仿真结果

改变多棱锥的棱数,使其分别为 2、4、7、9、15、40,设计的 GUI 界面及其相应的干涉图样如图 14 所示。很显然,不同棱数的棱锥产生的多光束干涉图样不同,在棱数增加至 40 左右时所产生的干涉图样与圆锥镜产生的零阶贝塞尔光强分布图非常相近。

7. 总结

本论文研究了法布里 - 珀罗干涉和多棱锥多光束干涉,编制的 GUI 界面形象生动地表征了相关参数变化引起的干涉条纹的变化,模拟结果与理论一致。平行平面薄膜产生的多光束干涉条纹十分细锐明亮,干涉条纹的细锐程度与反射率有关,反射率越大条纹越明亮细锐,并且随着入射光波长的增大,在一定的区域内所能观察到的干涉条纹的数目将会减少,而增大介质折射率或者增大夹层厚度和介质薄膜厚度,在一定区域内所观察到的干涉条纹数则越多。多棱锥干涉产生的是沿光束传播方向没有变化的二维周期

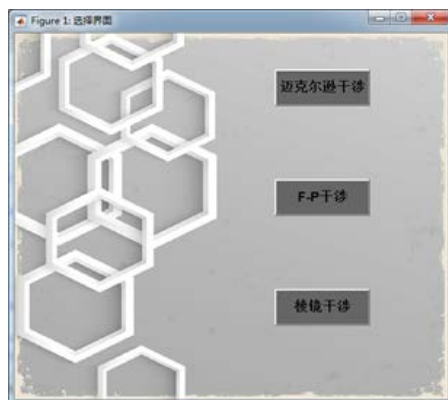


Figure 8. Main graphical user interface
图 8. 主界面

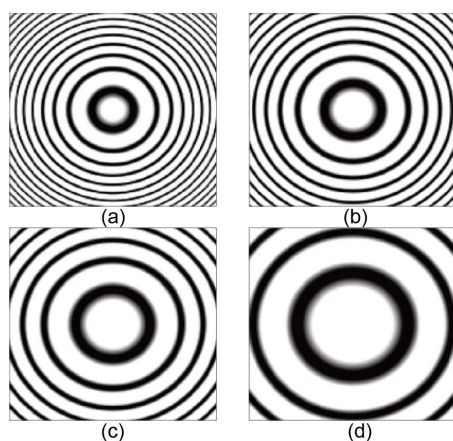


Figure 9. Interference pattern for different values of the dielectric film thickness
图 9. 介质薄膜厚度分别为 45 mm、30 mm、20 mm、10 mm 的干涉图样

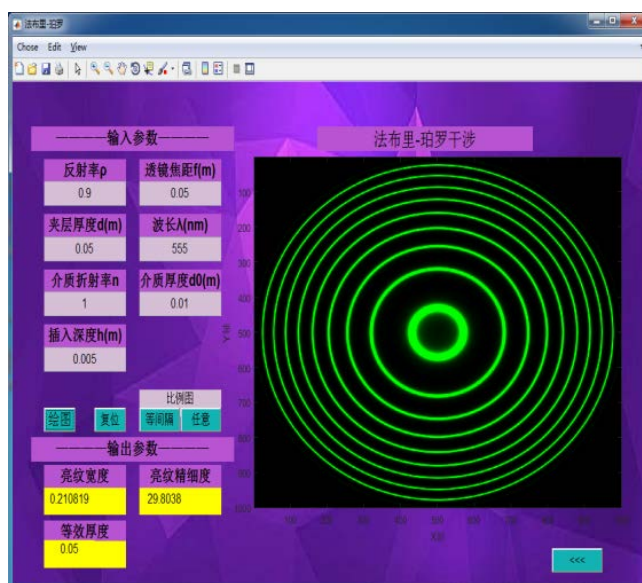


Figure 10. Simulation results of Fabry-Perot interference
图 10. 法布里 - 珀罗干涉结果

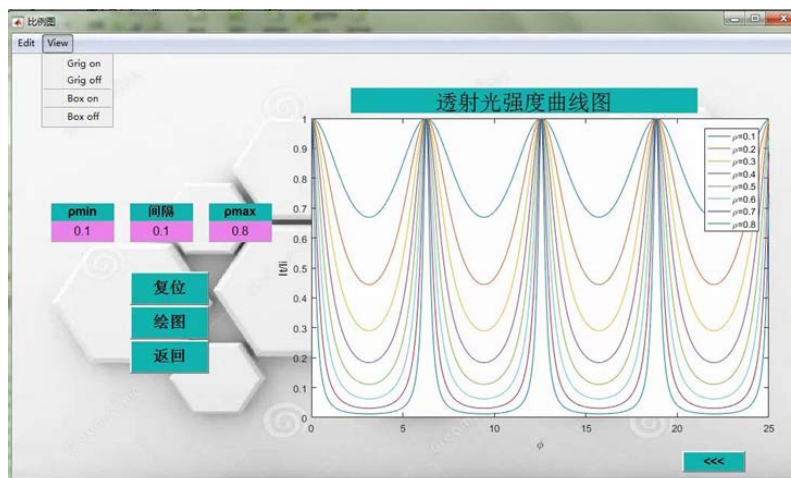


Figure 11. The curve of transmittance light intensity

图 11. 透射光强度曲线图

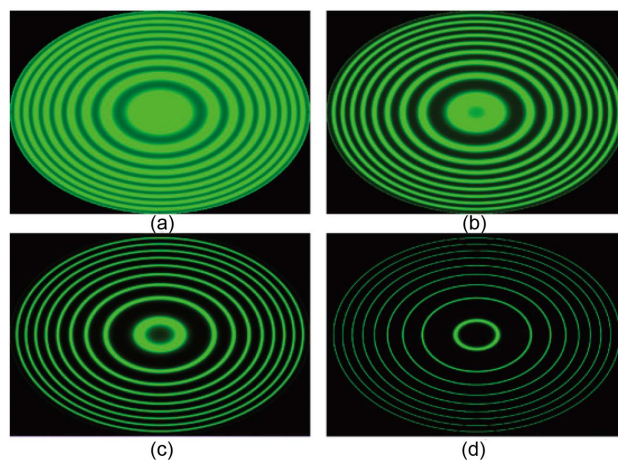


Figure 12. The interference patterns with reflectivity of 0.65, 0.75, 0.85 and 0.95, respectively

图 12. 反射率分别为 0.65、0.75、0.85、0.95 的干涉图样

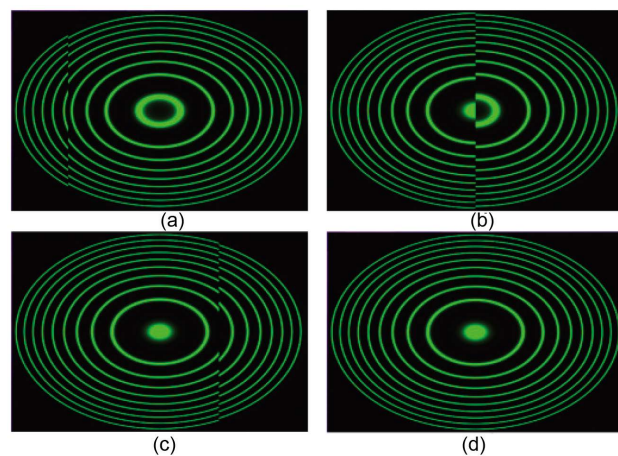


Figure 13. The interference patterns with insertion depth of the medium of 0.00019 m, 0.0005 m, 0.0007 m and 0.001 m, respectively

图 13. 介质插入深度分别为 0.00019 m、0.0005 m、0.0007 m、0.001 m 的干涉图样

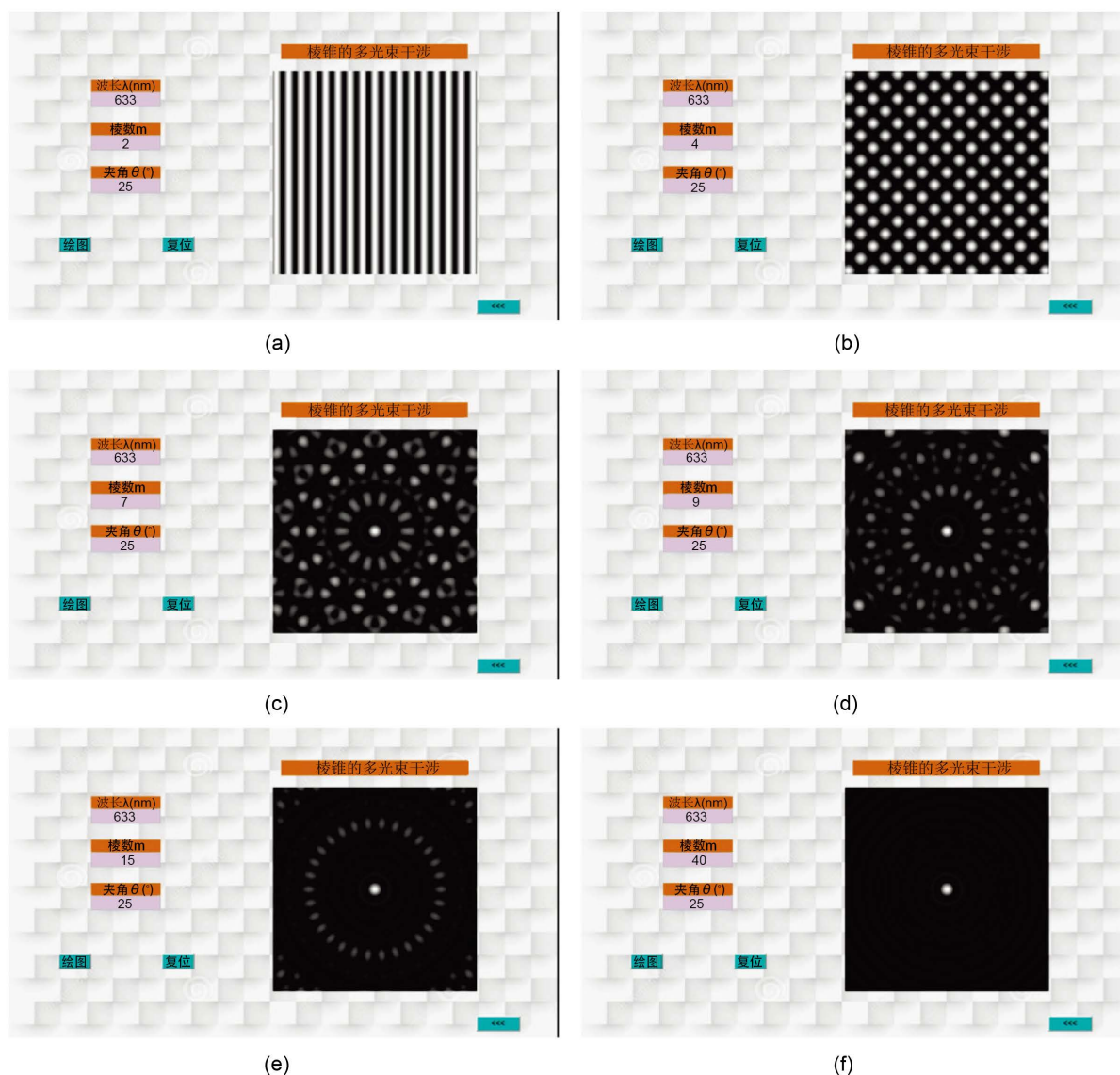


Figure 14. Multi pyramid interference patterns with edges of 2, 4, 7, 9, 15 and 40, respectively

图 14. 棱数分别为 2、4、7、9、15、40 的干涉图样

性图案，干涉场随着棱数的增加会有一系列复杂的变化，当棱锥的棱数增加至足够多时，可以近似为一个圆锥，干涉场将会变为同心圆结构的贝塞尔光束的场分布。

参考文献 (References)

- [1] 樊帆, 赵建林. 强度解调性光纤光栅法布里珀罗干涉仪的应变传感灵敏度分析[J]. 中国激光, 2010, 37(6): 1525-1531.
- [2] 史宏凯, 史宏亮, 等. 多光束干涉法精确测量金属线膨胀系数[J]. 西南师范大学学报(自然科学版), 2009(2): 193-196.
- [3] 杜述松, 王咏梅, 陶然. 多光束干涉光谱成像技术[J]. 光学学报, 2013, 33(8): 302-308.
- [4] 邹秀凤. 多光束干涉在精密测试技术中的应用探讨[J]. 现代计量测试, 1994(6): 14-17.
- [5] 马科斯·玻恩, 埃米尔·沃耳夫. 光学原理[M]. 北京: 电子工业出版社, 2009: 65-100.

-
- [6] 吴强, 郭光灿. 光学[M]. 第2版. 合肥: 中国科技大学出版社, 2004.
- [7] 赵凯华, 钟锡华. 光学[M]. 第3版. 北京: 北京大学出版社, 2006.
- [8] 姚启钧. 光学教程[M]. 第五版. 北京: 高等教育出版社, 2014.
- [9] 谭毅. 法布里-珀罗干涉实验的仿真研究[J]. 信息技术, 2011(7): 18-20.
- [10] 雷铭. 多棱锥镜产生多光束干涉场的理论和实验研究[J]. 光学学报, 2006, 26(5): 757-762.

期刊投稿者将享受如下服务:

1. 投稿前咨询服务 (QQ、微信、邮箱皆可)
2. 为您匹配最合适的期刊
3. 24 小时以内解答您的所有疑问
4. 友好的在线投稿界面
5. 专业的同行评审
6. 知网检索
7. 全网络覆盖式推广您的研究

投稿请点击: <http://www.hanspub.org/Submission.aspx>

期刊邮箱: app@hanspub.org