

夫琅禾费衍射中的“反常”现象与模拟

卢瀚林, 白翠琴

(复旦大学 物理学系, 上海 200433)

摘要: 在用 He-Ne 激光器作为光源的夫琅禾费单缝及多缝衍射实验中, 衍射光强分布曲线中央零级明纹处出现与理论图样不符的下凹的异常现象. 考虑到衍射片镀膜层部分有微弱透光, 构建了衍射片镀膜层透光条件下的非理想单缝/多缝衍射模型, 并通过基尔霍夫衍射公式及高斯光束电场公式, 推导得到高斯光束照射下非理想单缝/多缝衍射的衍射光强分布公式, 利用数值模拟成功复现了观察到的异常现象, 证实了其来源是缝附近镀膜层的微弱透光.

关键词: 夫琅禾费衍射; 光强分布; 高斯光束; 数值模拟

中图分类号: 文献标识码: A 文章编号: 1000-0712

【DOI】 10.16854/j.cnki.1000-0712.230361

衍射是光传播的基本现象之一, 展现出光的波动性质, 对进一步理解光的本质有重要意义. 光的衍射在各领域都有重要应用, 如利用衍射进行光谱分析、结构分析等^[1]. 根据光源和观察点离开衍射屏的距离, 衍射可以分为菲涅尔近场衍射和夫琅禾费远场衍射. 实验中, 在满足夫琅禾费远场条件下, 使用 He-Ne 激光器照射单缝/多缝衍射片, 发现测得的衍射光强分布曲线中央零级明纹处出现了与理论夫琅禾费衍射图样不符的凹陷现象. 为解释该反常现象, 本文从高斯光束出发, 经过推导得到了高斯光束照射下单缝衍射和单丝衍射的光强分布公式, 并由此构建了衍射片非理想单缝/多缝衍射模型. 使用 Mathematica 软件对该模型进行数值模拟, 模拟结果与实验测得结果一致.

1 实验原理与现象

1.1 实验原理

在平行光照射下, 夫琅禾费单缝衍射的光强分布有如下公式:

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \quad (1)$$

平行光照射下的夫琅禾费多缝衍射光强分布则如下:

$$I = I_0 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} \frac{\sin^2 N\gamma}{\sin^2 \gamma} \quad (2)$$

上述公式中 $\beta = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}$, $\gamma = \frac{\pi b \sin \theta}{\lambda}$, I_0 为中央亮条纹中心处光强, θ 为衍射角, a 为狭缝宽度, b 为狭缝间距.

1.2 实验装置

实验装置示意图如图 1 所示. 因激光具有良好的方向准直性, 实验中使用 GY-10 型 He-Ne 激光器 (波长 λ 为 632.8 nm, 平凹腔设计) 直接垂直照射单缝/多缝衍射片, 使用 SGS-2 型衍射光强分布自动记录仪记录衍射光强的分布情况. 为近似满足远场条件, 实验中保持衍射片到记录仪狭缝距离 L 为 1100 mm; 另保持激光器平面出光镜到衍射片的距离 z 为 80 mm.

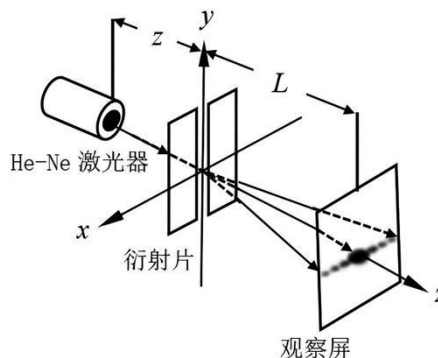


图 1 实验装置示意图

收稿日期: 2023-10-07; 修回日期: 2024-01-09

作者简介: 卢瀚林 (2003 —), 男, 江苏无锡人, 复旦大学物理学系 2021 级本科生.

通信作者: 白翠琴, E-mail: cqbai@fudan.edu.cn

1.3 反常现象

以夫琅禾费单缝衍射和双缝衍射为例，实验中单缝缝宽 a_1 为 0.09 mm，双缝缝宽 a_2 为 0.03 mm，缝间距 b 为 0.09 mm，测得的衍射光强分布如图 2、图 3 所示。

从图中可以看到，单缝衍射与双缝衍射图样在中央主极大以外区域与理论光强分布曲线一致，但在中央主极大峰中心处却均出现了反常的向下凹陷现象。

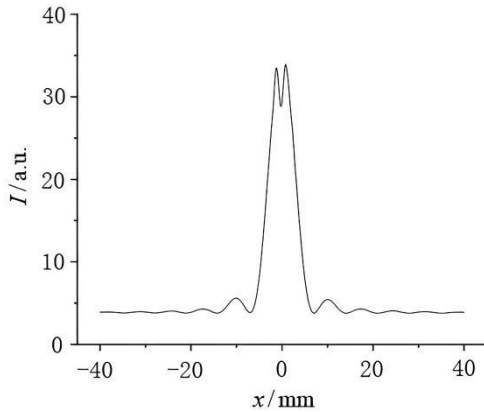


图 2 夫琅禾费单缝衍射光强分布图

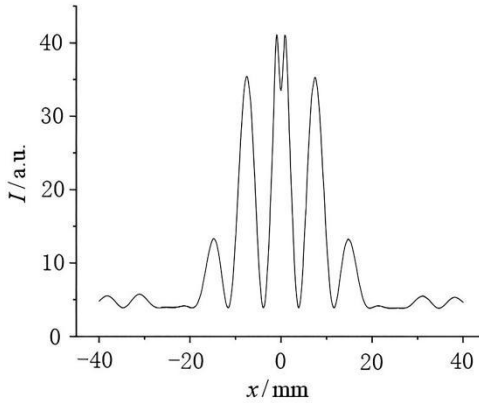


图 3 夫琅禾费双缝衍射光强分布图

2 理论分析与模型建立

观察衍射片可以看到，它由玻璃与镀膜层构成，镀膜层上有镂空的单缝/多缝，而当用激光照射镀膜层完整遮光部分时，会发现仍有部分光透过。利用激光功率计测量得，与直接照射相比，激光穿过衍射片包含镀膜层的部分后，激光功率降为原来功率的 0.139%；而激光只穿过空气和玻璃时，功率几乎没有变化。根据光强正比于光束电场振幅模的平方，可以粗略估计电场的振幅降为原来的 3.72%，此对应

为电场振幅透射系数 t 。同时，穿过镀膜层部分的光与穿过狭缝的光相比，会存在额外的光程差。从衍射片生产厂家处了解到，衍射片镀膜层采用的是厚度 $D = 140 \text{ nm}$ 的铬金属膜。对于波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 的光，铬的折射率 $n_1 = 3.14^{[2]}$ ，空气的折射率 $n_2 = 1.00$ ，根据相位差计算公式：

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1 - n_2)D \quad (3)$$

计算得对应相位差为 0.947π 。综上，可以构建非理想单缝/多缝衍射模型：将实验中衍射片的衍射看作是理想振幅型衍射屏与有吸收的相位型衍射屏的衍射场的相干叠加。例如对于非理想单缝而言，可以看作是理想单缝衍射与有吸收和相位延迟的单缝衍射的叠加。那么对于上述非理想衍射模型，若处于平行光均匀照射下，则产生的衍射类似于平行光入射下的相位型光栅衍射，相应的衍射复振幅分布公式已有文章进行了分析与证明^[3]。但考虑到实验中所用光源为 He-Ne 激光器（出射高斯光束），实际照射于衍射片上产生为圆形高斯光斑，此条件下的衍射积分与平行光均匀照射条件下的有所不同。故下从高斯光束出发，先计算理想单缝衍射与理想单缝衍射的光束电场复振幅分布，通过进一步组合即可得到非理想单缝/多缝衍射的衍射电场复振幅分布，后根据光强正比于电场复振幅模的平方，即可得到相应的衍射光强分布。

2.1 高斯光束

一般情况下，激光器谐振腔发出的激光为高斯光束。沿 z 轴方向传播的基模高斯光束电场的振幅有如下一般形式^[4]：

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \cdot \exp\left(-ikz - ik \frac{x^2 + y^2}{2R} + i \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)\right) \quad (4)$$

式中各符号具体公式如下：

$$\begin{cases} k = \frac{2\pi}{\lambda} \\ z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \\ w = w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \\ R = R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2 \right] \end{cases} \quad (5)$$

其中 z 为以高斯光束束腰位置为起点的轴向距离； $w(z)$ 为电磁场振幅降为轴向 $1/e$ 的点的半径； $w_0 = w(0)$ 为高斯光束的束腰半径； k 为波数； z_R 为瑞利距离； $R(z)$ 为与传播轴线相交于 z 点的高斯光束等相位面的曲率半径。

2.2 高斯光束照射下夫琅禾费单丝衍射

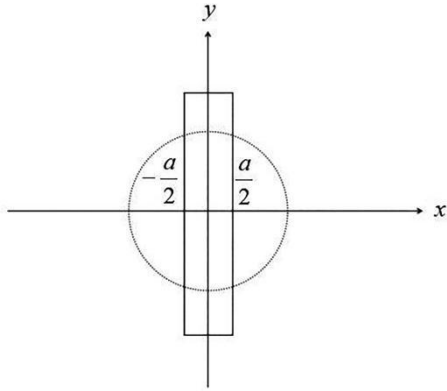


图4 单丝截面示意图

结合 1.2 中实验装置及图 1 实验装置图，采用平凹腔设计的 He-Ne 激光器束腰位置位于前端平面出光镜处，设出光镜到单丝距离为 z ，单丝宽度为 a ，单丝到观察屏距离为 L 。在单丝所在平面建立如图 4 所示的 xy 坐标轴，以激光光轴所在直线为 z 轴，激光传播方向为 z 轴正方向，则可设观察屏轴线上任一点 P 对应坐标为 $(x_0, 0, L)$ 。

根据式(4)，当保持出光镜到单丝的距离 z 不变时，式中与 z 相关的项可以视为常数，于是令

$$A(z) = E_0 \frac{w_0}{w} \exp(-ikz + i \arctan(\frac{z}{z_R})), \quad \text{将式(4)写为:}$$

$$E(x, y, z) = A(z) \exp(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}) \exp(-ik \frac{x^2 + y^2}{2R}) \quad (6)$$

根据基尔霍夫衍射公式^[5]:

$$E(P) = \frac{-i}{\lambda} \iint_{\Sigma} E(x, y, z) \cdot \frac{1}{2} (\cos \theta_0 + \cos \theta) \frac{e^{ikr}}{r} d\Sigma \quad (7)$$

在傍轴近似条件下，满足 $\frac{1}{2} (\cos \theta_0 + \cos \theta) \approx 1$ 。

同时式(7)中 $r = \sqrt{L^2 + (x - x_0)^2 + y^2}$ ，此时虽然是对单丝所在的整个平面作积分，但高斯光束集中在单丝附近，实际对积分有贡献的部分满足

$(x - x_0)^2 \ll L^2$ ， $y^2 \ll L^2$ ，则可对 r 作泰勒展开^[6]，

$$\text{近似有 } e^{ikr}/r \approx \exp\left\{ ikL \left[1 + \frac{(x - x_0)^2}{2L^2} + \frac{y^2}{2L^2} \right] \right\} / L.$$

将高斯光束公式代入，得到:

$$E(P) = E_0' \left[\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} + \int_{\frac{a}{2}}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \right] \exp(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}) \cdot \exp\left\{ -ik \frac{x^2 + y^2}{2R} + \frac{ik}{2L} [(x - x_0)^2 + y^2] \right\} dx dy \quad (8)$$

其中 $E_0' = E_0'(z, L) = \frac{-i}{\lambda L} A(z) e^{ikL}$ ，将变量分离，得:

$$E(P) = E_0' \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-\frac{y^2}{w^2} - ik \frac{y^2}{2R} + \frac{ik}{2L} y^2] dy \right\} \cdot \quad (9)$$

$$\left\{ \left[\int_{-\infty}^{+\infty} - \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \right] \exp[-\frac{x^2}{w^2} - ik \frac{x^2}{2R} + \frac{ik}{2L} (x - x_0)^2] dx \right\}$$

$$\text{利用积分公式 } \int e^{az^2 + bz + c} dz = \frac{\sqrt{\pi} \exp(c - \frac{b^2}{4a}) \operatorname{erfi}(\frac{2az + b}{2\sqrt{a}})}{2\sqrt{a}}$$

及 $\int e^{-az^2} dz = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{a}}$ ，通过对 e 指数上的式子配方运算，

可求得:

$$E(P) = E_0' \frac{\pi}{\frac{2}{w^2} + \frac{ik}{R} - \frac{ik}{L}} \exp\left[\frac{-ik(2R + w^2 ik)x_0^2}{2Rw^2 ik - 2(2R + w^2 ik)L} \right] \cdot \{ 2 - [\operatorname{Erfi}(A(x_0)) - \operatorname{Erfi}(B(x_0))] i \} \quad (10)$$

其中 $\operatorname{Erfi}(x)$ 为虚误差函数，

$$A(x_0) = \left\{ a[2RL + iw^2(L - R)k] - 2iRw^2 kx_0 \right\} / \left[2w\sqrt{2RL} \cdot \sqrt{-2RL + iw^2 k(R - L)} \right] \quad (11)$$

$$B(x_0) = \left\{ -a[2RL + iw^2(L - R)k] - 2iRw^2 kx_0 \right\} / \left[2w\sqrt{2RL} \cdot \sqrt{-2RL + iw^2 k(R - L)} \right] \quad (12)$$

后将宽度为 a 的单丝衍射对应复振幅记为 $E_1(P)|_a$ 。

最终的光强分布满足 $I(P) \propto |E_1(P)|_a|^2$.

2.3 高斯光束照射下夫琅禾费单缝衍射

考虑宽度为 a 的单缝衍射的情况, 其余条件与 2.2 中相同, 则只需要将(9)式中对 x 的积分区域改为从 $-a/2$ 到 $a/2$. 于是易得 P 点处对应的复振幅为:

$$E(P) = E_0' \frac{\pi}{\frac{2}{w^2} + \frac{ik}{R} - \frac{ik}{L}} \exp\left[\frac{-ik(2R + w^2 ik)x_0^2}{2Rw^2 ik - 2(2R + w^2 ik)L}\right] \cdot [Erfi(A(x_0)) - Erfi(B(x_0))] \quad (13)$$

其中 $A(x_0)$ 和 $B(x_0)$ 与(11)、(12)式相同.

后将宽度为 a 的单缝对应的复振幅记为 $E_2(P)|_a$.

2.4 非理想单缝/多缝衍射模型

对于穿过镀膜部分的光, 设对应的振幅透射系数为 t ; 穿过衍射片缝的光, 其振幅可视为没有变化. 设穿过镀膜层引入的额外相位差为 δ .

于是对缝宽 a_1 的单缝衍射而言, 在观察屏轴线上一点 P 处, 理想振幅型衍射屏对应复振幅为 $E_2(P)|_{a_1}$, 由两边镀层透光部分引入的有吸收的相位型衍射屏对应复振幅为 $te^{i\delta} E_1(P)|_{a_1}$, 最终该点处单缝衍射的复振幅及光强为:

$$E_{\text{单}}(P) = E_2(P)|_{a_1} + te^{i\delta} E_1(P)|_{a_1} \quad (14)$$

$$I_{\text{单}}(P) \propto |E_{\text{单}}(P)|^2 \quad (15)$$

对双缝衍射而言, 双缝每个缝的宽度为 a_2 , 缝间距为 b , 则根据上文模型建立部分分析同理可知, 此时理想振幅型衍射屏, 即理想双缝衍射屏在 P 点处对应复振幅为:

$$E'(P) = E_2(P)|_{a_2+b} - E_2(P)|_{b-a_2} \quad (16)$$

而有吸收的相位型衍射屏在 P 点处对应复振幅为:

$$E''(P) = te^{i\delta} [E_2(P)|_{b-a_2} + E_1(P)|_{a_2+b}] \quad (17)$$

故最终双缝衍射在 P 点处的复振幅及光强为:

$$E_{\text{双}}(P) = E_2(P)|_{a_2+b} - E_2(P)|_{b-a_2} + te^{i\delta} [E_2(P)|_{b-a_2} + E_1(P)|_{a_2+b}] \quad (18)$$

$$I_{\text{双}}(P) \propto |E_{\text{双}}(P)|^2 \quad (19)$$

对于更多缝的情形, 可以以此类推求得对应复振幅的情况, 其中缝数为奇数还是偶数决定了衍射片中央为透光狭缝还是镀膜层, 因此分奇偶讨论后可得, 对于 N 缝衍射 ($N \geq 3$), 设各缝宽为 a , 缝间距为 b , 当 $N = 2k + 1$ 为奇数时, 在 P 点处理想振幅型衍射屏对应复振幅为:

$$E'(P) = E_2(P)|_a + \sum_{n=1}^k (E_2(P)|_{2nb+a} - E_2(P)|_{2nb-a}) \quad (20)$$

有吸收的相位型衍射屏对应复振幅为:

$$E''(P) = te^{i\delta} \left[E_1(P)|_{2kb+a} + \sum_{n=1}^k (E_2(P)|_{2nb-a} - E_2(P)|_{2(n-1)b+a}) \right] \quad (21)$$

当 $N = 2k$ 为偶数时, 在 P 点处理想振幅型衍射屏对应复振幅为:

$$E'(P) = \sum_{n=1}^k (E_2(P)|_{(2n-1)b+a} - E_2(P)|_{(2n-1)b-a}) \quad (22)$$

有吸收的相位型衍射屏对应复振幅为:

$$E''(P) = te^{i\delta} \left[E_1(P)|_{(2k-1)b+a} + E_2(P)|_{b-a} + \sum_{n=2}^k (E_2(P)|_{(2n-1)b-a} - E_2(P)|_{(2n-3)b+a}) \right] \quad (23)$$

最终叠加即得 P 点处复振幅为:

$$E_N(P) = E'(P) + E''(P) \quad (24)$$

3 实验结果与分析

3.1 He-Ne 激光器 w_0 的测量

对式(5)分析可知, 当获取激光器参数 w_0 后, 各参数的数值均能算出, 且 w_0 的准确性对模拟结果会有较大影响. 以单丝衍射情况为例, 在根据式(10)的模拟计算中, 假设细丝直径 0.20 mm, z 与 L 分别取 80 mm 与 1100 mm, 可以发现当 w_0 取值从 0.30 mm 变化至 0.29 mm 时, 单丝衍射光强分布中最高峰与次高峰的峰值比减小 4.11%; 而当 w_0 取值从 0.300 mm 变化至 0.299 mm 时, 峰值比仅减小 0.49%, 二者对应曲线基本一致. 其余衍射模拟计算结果同样显示, 为保证最终模拟精确度, w_0 需以 mm 为单位精确至小数点后三位及以上.

本实验采用狭缝扫描法对 w_0 进行测量：调节激光器出光镜与光强分布记录仪狭缝距离 z ，在不同间距 z 下扫描获得高斯光束光强分布。不同间距 z 对应光斑半径为 $w(z)$ ，设扫描狭缝宽度为 d ，则光强降低到最大值的 $1/e^2$ 的位点到光强最大位点的距离 x 近似满足如下关系式^[7]：

$$x = w(z) + \frac{d^2}{6w(z)} \quad (25)$$

由此可算得不同 z 时的 $w(z)$ ，再结合式(5)可知：

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (26)$$

通过双曲线拟合作出 $w(z) - z$ 图像，并可得到激光器的 w_0 。

实验中控制扫描狭缝宽度 d 为 0.050 mm，间距 z 从 1180 mm~1880 mm 每次改变 100 mm，测量计算并通过 Origin 软件拟合得下图：

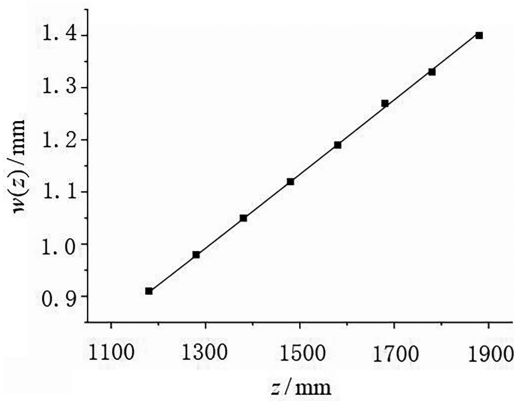


图5 $w(z) - z$ 拟合图

其中 $R^2 = 0.9994$ ，拟合效果较好，可信度较高，得到 $w_0 = 0.2746 \pm 0.0004$ (mm)， w_0 精确至小数点后四位，可以较好地满足实验模拟要求。

3.2 激光照射下的单丝衍射

实验用细丝衍射片进行，保持激光器出光镜到细丝的距离 z 为 80 mm，细丝到记录仪狭缝的距离 L 为 1100 mm。根据 $w_0 = 0.2746$ mm，计算可得细丝所在平面的 $w(z) = 0.2808$ mm， $R(z) = 1832$ mm。

细丝直径为 0.16 mm，通过 Mathematica 作出实验测得的光强分布曲线及根据式(10)的模拟曲线图

如下：

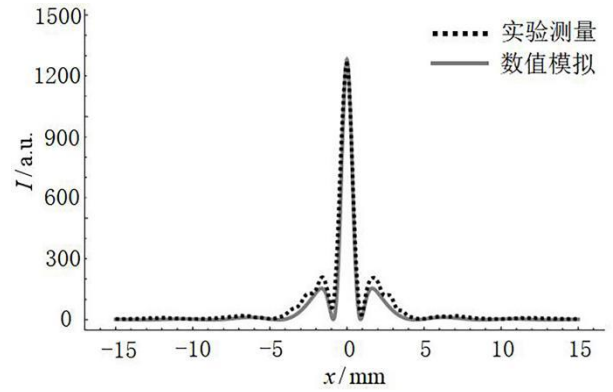


图6 细丝衍射实验与模拟曲线图

从图中可以看到单丝衍射存在与单缝衍射明显不同的三分裂现象，中央区域分裂出的两个次极大峰明显高于其他正常的次极峰，理论曲线与实验曲线的变化规律一致，理论曲线整体与实验图像符合程度也较好。

3.3 非理想模型下单缝衍射与双缝衍射模拟

下利用式(13)、(14)、(16)、(18)对理想模型和非理想模型下的单缝与双缝衍射光强分布进行模拟，并与去除本底光强影响的实验测量曲线进行比较。

根据激光功率计测得结果，取振幅透射系数 t 为 0.0372，相位差 δ 取 0.947π ；根据 1.3 节中实验数据，单缝缝宽 a_1 取 0.09 mm，双缝缝宽 a_2 取 0.03 mm，缝间距 b 取 0.09 mm；其余各参数同 3.2 部分所得。利用 Mathematica 软件绘制得下图：

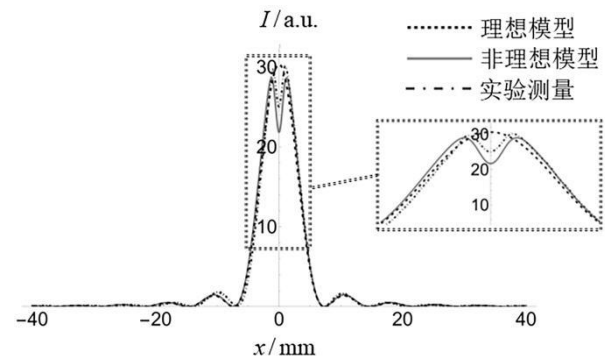


图7 夫琅禾费单缝衍射实验与模拟曲线图

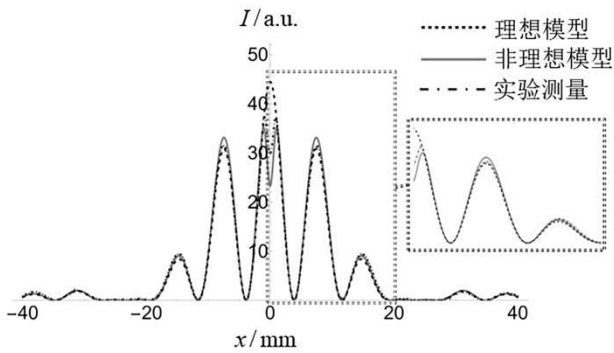


图8 夫琅禾费双缝衍射实验与模拟曲线图

从图7可以看到,非理想模型下的单缝衍射光强分布模拟曲线与实验测量曲线相比符合程度较好.而非理想单缝衍射与理想单缝衍射模拟图样相比,除中央凹陷区域附近外,二者基本重合.但从放大图上可以看到,非理想模型对应的主极大峰在除凹陷外的其余部分实际会比理想模型高一些,随着 x 绝对值增加,相对光强减小,两条曲线趋于完全重合.

进一步从图8来看,非理想模型与理想模型双缝衍射光强分布模拟曲线相比,由于镀膜层透射光叠加的影响,其对应中央零级明纹的零级主极大峰中心处同样出现凹陷,该结果与实验测量曲线相符.更进一步观察还可以发现,非理想模型模拟曲线一级主极大峰处光强在透射光叠加影响下,与理想模型相比有所增强;在其余相对光强较小的位置,两曲线基本重合.

那么无论是凹陷还是增强,本质上都是由光衍射后的复振幅叠加造成的.以双缝为例,在非理想模型条件下,正常透过双缝的光电场复振幅如式(16)所示,而通过镀膜层透过的光贡献的部分则为式(17)所示,我们不妨分别考虑电场复振幅的实部和虚部,因为电场复振幅模的平方正是其实部与虚部的平方和.于是通过Mathematica作图得到理想双缝和镀膜层透光部分对应电场复振幅的实部与虚部曲线图:

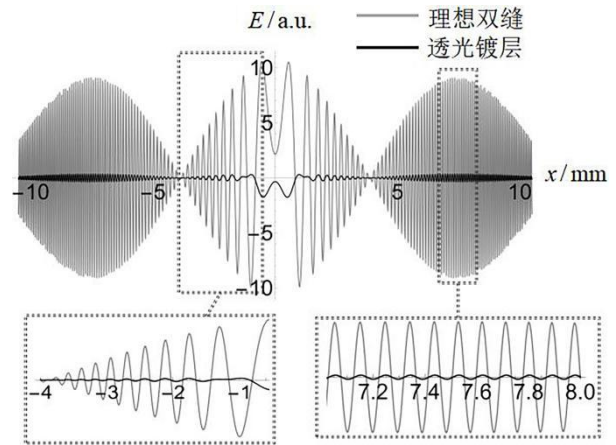


图9 电场复振幅实部模拟图

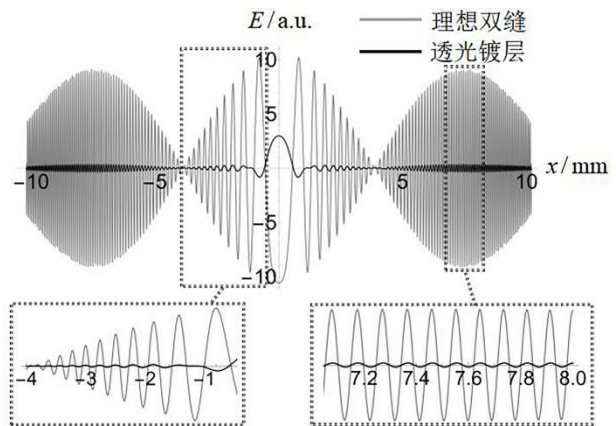


图10 电场复振幅虚部模拟图

从图9、图10不难看出,无论虚部还是实部,在中央区域理想双缝和透光镀层对应衍射后的电场振幅均异号,这意味着二者叠加后一定会使此处电场复振幅的实部和虚部的绝对值大小均比正常情况要小,最终电场复振幅模的平方也会明显减小,故在光强分布图中展现为中央凹陷.而对于其他区域,根据放大图不难看出,二者电场复振幅的实部和虚部均基本表现为同号,同理叠加后,电场复振幅模的平方也会增大,通过图像可以看出,透光镀层贡献的电场振幅在除中央区域外均较小,但其在理想双缝对应电场振幅大的位置也会更大一些,从数学上可以知道,形如 $y = x^2$ 的二次函数在距离原点越远的位置的斜率越大,所以对于原本理想双缝对应电场振幅就较大的位置,在叠加一个较小的同号电场振幅后,电场振幅模的平方的增量会更大,因此在非理想双缝衍射光强分布曲线一级主极大峰位置

会看到更明显的峰更高的现象。

综上,对于非理想衍射片,通过构建理想振幅型衍射屏与有吸收的相位型衍射屏的衍射场的相干叠加,可以较好的对衍射光强分布曲线中央的异常凹陷进行解释.尽管光束透过镀膜层后的光强只有原先的 0.139%,但衍射后仍足以对中央光强产生明显影响.

4 结论

在使用 He-Ne 激光器照射衍射片的夫琅禾费单缝及多缝衍射实验中,发现了与实验预期不相符的衍射光强分布曲线中央零级明纹区域向下凹陷的异常现象.考虑到衍射片镀膜层区域的微弱透光及通过镀膜层的光存在额外的相位差,本文建立了高斯光束照射下的非理想单缝/多缝衍射模型,从高斯光束电场振幅公式及基尔霍夫衍射公式出发,推导得到了对应非理想单缝/多缝衍射的衍射光强分布公式.其中将各实验参数代入单缝与双缝衍射公式中后,利用 Mathematica 的数值模拟结果与实验现象相一致,从而验证了该模型的合理性.同时本文根据模拟得到的光通过狭缝和镀层区域衍射后的电场振幅实部及虚部的曲线图样,进一步证实了振幅叠加后会产生衍射光强分布曲线中央明纹区域凹陷的现象,以便于通过图像更加直观地理解.那么在夫琅

禾费单缝/多缝衍射的研究与实际应用过程中,为减弱镀膜层区域透光产生的影响,可以通过选用透光率更低的镀膜介质并控制其厚度,或采用多层增反膜设计^[8]等来实现.

参考文献:

- [1] 黄金仙.光的衍射应用研究[J].通讯世界,2015,(24):311-312.
- [2] P. B. Johnson, R. W. Christy. Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd[J]. Physical Review B, 1974, 9(12).
- [3] 邹意蕴,林佳丽,卢悦媛,阎晓娜.相位型光栅的衍射及分光功能[J].大学物理,2021,40(11):64-68.
- [4] 周炳琨.激光原理[M].第六版.北京:国防工业出版社,2009:70-71.
- [5] Eugene Hecht.光学[M].第五版.北京:电子工业出版社,2019:639-641.
- [6] 吴选红,杨之昌.高斯光束单缝衍射光强分布理论分析和实验[J].激光技术,1992,(01):32-36.
- [7] 孙定源.狭缝扫描法测量高斯光束光斑尺寸[J].物理实验,1991,(05):240-241.
- [8] 尹中文,轩爱华.光学薄膜反射率的计算[J].南阳师范学院学报,2007,(03):24-27.
- [9] 李建龙,吕百达.非傍轴矢量高斯光束单缝衍射的严格理论[J].物理学报,2008,(06):3481-3485.
- [10] 谢嘉宁,赵建林,陈伟成,杨东升,周俭波.夫琅禾费衍射的计算机仿真[J].大学物理,2004,(03):51-54.
- [11] 赵凯华,钟锡华.光学[M].北京:北京大学出版社,1984.

Abnormal phenomena in Fraunhofer diffraction and simulate

LU Han-lin, BAI Cui-qin

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract: In the experiment of observing Fraunhofer single-slit and multi-slit diffraction with He-Ne laser as the light source, an abnormal concave shape appeared at the center of the diffraction intensity distribution curve corresponding to the central bright fringe, which was inconsistent with the theoretical pattern. Considering the weak light transmission of the coating layer of the diffraction plate, a non-ideal single-slit/multi-slit diffraction model was constructed under the condition of extra light transmission in the coating layer. Based on Kirchhoff diffraction formula and Gaussian beam formula, the formulas of single-slit and multi-slit diffraction of Gaussian beam under the above model were derived, and the observed abnormal phenomenon was successfully reproduced

through numerical simulation, indicating that the main cause of it was the weak light transmission of the coating layer near the slit.

Key Word: Fraunhofer diffraction; light intensity distribution; Gaussian beam; numerical simulation