

基于傅里叶分析的拉曼-奈斯声光衍射光强分布的研究

阮立锋¹ 唐志列^{1,2} 刘雪凌¹

(¹ 华南师范大学物理与电信工程学院, 广东 广州 510006
² 华南师范大学广东省高等学校量子信息技术重点实验室, 广东 广州 510006)

摘要 为揭示拉曼-奈斯衍射条件下超声驻波成像的物理本质, 澄清以往超声驻波成像问题分析中所存在的一些理论上的混淆, 提出一种基于傅里叶光学的新的分析方法。通过这种方法分析发现拉曼-奈斯衍射条件下激光垂直穿过超声驻波后的光场中含有一系列不同频率的非相干光, 分别求出这一系列非相干光单独产生的干涉光强分布, 将这一系列非相干光进行强度的线性叠加得到了此光场总强度分布的严格表达式, 为目前已有的但尚无严格理论解释的一种声速测量方法提供了理论依据。实验中根据实际条件对此表达式进行了简化并进行了验证。

关键词 傅里叶光学; 光强分布; 非相干叠加; 超声驻波

中图分类号 O438.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.0307001

Investigation on Light Intensity Distribution of Raman-Nath Acousto-Optic Diffraction Based on Fourier Analysis

Ruan Lifeng¹ Tang Zhilie^{1,2} Liu Xueling¹

(¹ School of Physics and Telecom Engineering, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510006, China
² Laboratory of Quantum Information Technology, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510006, China)

Abstract In order to explore the physics essence of the imaging principle of the ultrasonic standing waves in Raman-Nath diffraction and clarify the confusion of the theory, a new method based on Fourier optics is proposed. The optical field of a laser beam vertically passing through the ultrasonic standing waves in Raman-Nath diffraction is analyzed via this method, which contains a series of incoherent light with different frequencies. The intensity distribution of this field is obtained by linear superposition of incoherent light of different frequencies after calculating the individual interference light intensity distribution. This expression proves the correctness of an existing acoustic velocity measuring method that has not been testified. The simplification of this expression according to actual conditions in the experiment is also accomplished and it is proved experimentally.

Key words Fourier optics; light intensity distribution; incoherent addition; ultrasonic standing wave

OCIS codes 070.1060; 050.2770; 260.1960; 070.6110; 040.1520

1 引言

超声波是一种纵向机械应力波, 当超声波在透明介质中传播时, 将引起介质在时间和空间上的周

期性弹性应变, 导致介质的折射率出现相应的变化, 如同一个动态的相位光栅, 被称为超声光栅。当光波通过这一超声光栅时就会发生衍射现象, 其衍射

收稿日期: 2012-10-09; 收到修改稿日期: 2012-11-07

基金项目: 国家自然科学基金(61178086)资助课题。

作者简介: 阮立锋(1987—), 男, 硕士研究生, 主要从事声光技术方面的研究。E-mail: ruanlifeng2006@126.com

导师简介: 唐志列(1963—), 男, 教授, 博士生导师, 主要从事声光成像和共焦显微成像技术等方面的研究。

E-mail: tangzhl@senu.edu.cn(通信联系人)

光的强度、频率和方向等都随着超声场的变化而变化,这种现象称为声光效应,在光电子技术及声速测量等许多领域已得到广泛应用^[1~4]。按照超声波频率的高低以及声光相互作用长度的不同,声光效应可分为拉曼-奈斯衍射和布拉格衍射两种类型。前者发生条件为超声波频率较低且声光相互作用长度较短,后者则在超声波频率较高且声光相互作用长度较长时发生。本文主要研究拉曼-奈斯衍射条件下激光垂直穿过超声驻波后的光强分布。

当满足拉曼-奈斯衍射条件时,驻波状态的超声光栅可看成一个动态的平面相位光栅。此时一束激光垂直穿过它,根据参量相互作用观点^[5],入射光波和介质中超声波相耦合而产生一系列不同频率的极化波,这些极化波转而激发与其同频率的光辐射。由于穿过超声驻波后的光场中含有一系列不同频率的非相干光,所以导致其光强分布极其复杂。然而目前已有但尚无严格理论解释的一种声速测量方法^[4]正是通过测量此光强分布的周期来实现的,所以必须要弄清楚此光强分布的严格表达式。

1972年,Kang等^[4]在分析拉曼-奈斯衍射条件下激光垂直穿过超声驻波后的光强分布时,简单地将穿过超声驻波后的光当作相干光来处理,接着利用波动光学以及几何光学的原理推导出了光强分布的表达式。由于穿过超声驻波后的光不再是相干光,所以此表达式显然不正确。1987年,易明等^[6]在分析同样问题时考虑到了穿过超声驻波后的光不再是相干光,同时认为此时超声驻波后的光强分布应为各个不同频率的非相干光单独产生的干涉光强分布的线性叠加。本文认同他们的这个观点,但他们在原理以及实验方面存在一些问题。原理方面:他们分析了距离成像透镜后焦面足够远,满足远场条件时的光强分布,但实际实验时观察到的光强分布多只满足菲涅耳衍射条件,而满足夫琅禾费衍射条件即远场条件的光强分布很难观察到,所以理论分析远场的光强分布意义不大。另外并没有推导出远场光强分布的具体表达式,这对于理解他们的理论以及接受他们的观点有一定的影响。实验方面:正如前面提到的,实际实验时很难观察到远场光强分布,而根据他们提供的实验数据可知实验所观察到的光强分布只是满足菲涅耳衍射条件,所以他们所做的实验并不能用来验证他们的理论。

鉴于此,本文分析此问题时仍沿用易明等^[6]的观点,利用傅里叶光学原理求得各个不同频率的非相干光单独产生的干涉光强分布,再将它们线性叠

加得到总的光强分布表达式,其适用范围包括菲涅耳衍射区以及夫琅禾费衍射区即远场。此表达式成功解释了上述声速测量方法的原理,同时由此表达式推出的一些结论也得到了实验的验证。

2 原 理

2.1 拉曼-奈斯衍射条件下激光垂直穿过超声驻波后的光强分布

利用超声光栅测声速的光路图如图1所示,PZT表示压电换能器。入射激光沿 z 轴正向传播,超声波沿 x 轴传播,它们的圆频率分别为 ω 、 ω_s ,波长分别为 λ 、 λ_s ,波数分别为 $k = 2\pi/\lambda$ 、 $k_s = 2\pi/\lambda_s$ 。当超声光栅处于驻波状态且厚度 l 很小,满足 $l \ll \lambda_s^2/2\pi\lambda$,即满足拉曼-奈斯衍射条件时,光波穿过此超声光栅后引起的相位差可表示为^[7]

$$\Delta\phi(x, y, t) = \Delta\phi_0 + \delta\phi_m \sin(\omega_s t - k_s x) + \delta\phi_m \sin(\omega_s t + k_s x), \quad (1)$$

式中 $\Delta\phi_0 = kln_0$ 为不存在超声波时光波穿过声光介质时的相位差, n_0 为声光介质的折射率, $\delta\phi_m = kl\Delta n_m$ 为单束超声波引起的相位差变化的幅值。根据傅里叶光学原理可知,紧贴此超声光栅后平面上的光场分布为

$$U(x, y, t) = \exp[i\omega t + i\Delta\phi(x, y, t)], \quad (2)$$

式中忽略了常数因子。在不考虑透镜 L_2 的孔径大小和舍去常数因子以及常数相位因子的情况下,透镜 L_2 后焦面的光场分布为^[8]

$$U(x_f, y_f, t) = \exp\left[i\frac{k}{2f}\left(1 - \frac{d_0}{f}\right)(x_f^2 + y_f^2)\right] \times \mathcal{F}[U(x, y, t)]_{f_x = \frac{x_f}{f}, f_y = \frac{y_f}{f}}. \quad (3)$$

将(1)、(2)式代入(3)式得

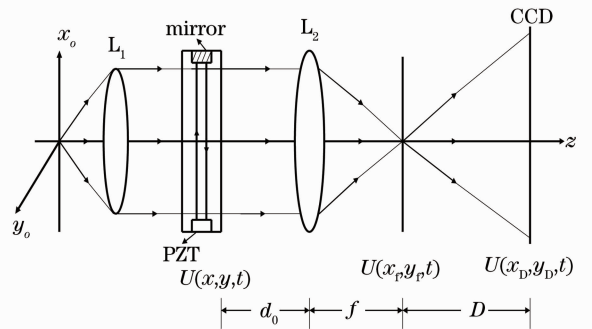


图1 利用超声光栅测声速光路图

Fig. 1 Optical system for measuring acoustic velocity by ultrasonic grating

$$U(x_f, y_f, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_{n-p}(\delta\phi_m) J_p(\delta\phi_m) \exp[i(\omega + n\omega_s)t] \times \exp\left[ik \frac{(2p-n)^2 \lambda^2}{2\lambda_s^2} (f-d_0)\right] \delta\left[x_f - \frac{(2p-n)\lambda f}{\lambda_s}\right] \delta(y_f), \quad (4)$$

式中忽略了常数相位因子，其中 $n, p \in Z$ 。从(4)式中 δ 函数可见，透镜 L_2 后焦面的光场只分布在 x_f 轴的一些分立的点上。具体分布情况如图2所示，第 u ($u = 2p - n, u \in Z$) 级衍射点的位置为 $(u\lambda f/\lambda_s, 0)$ 。同时从(4)式可知，第 u 级衍射点的光场分布在忽略常数因子后为

$$U_u = \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_{p-u}(\delta\phi_m) J_p(\delta\phi_m) \exp\{i[\omega + (2p-u)\omega_s]t\} \exp\left[ik \frac{u^2 \lambda^2}{2\lambda_s^2} (f-d_0)\right]. \quad (5)$$

相应的光强为

$$I_u = \langle U_u U_u^* \rangle = \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_{p-u}^2(\delta\phi_m) J_p^2(\delta\phi_m). \quad (6)$$

以后的分析中用 J_p 表示 $J_p(\delta\phi_m)$ 以简化表达。

当光从透镜 L_2 后焦面传播到 CCD 面符合菲涅耳衍射条件时，CCD 面上的光场分布为

$$U(x_D, y_D, t) = \mathcal{F}\left[\exp\left(ik \frac{x_f^2 + y_f^2}{2D}\right) U(x_f, y_f, t)\right]_{f_D = \frac{x_D}{\lambda}, f_D = \frac{y_D}{\lambda}}, \quad (7)$$

式中忽略了对后面分析无关紧要的因子。将(4)式代入(7)式得

$$U(x_D, y_D, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_{n-p} J_p \exp[i(\omega + n\omega_s)t] \times \exp\left[ik \frac{(2p-n)^2 \lambda^2}{2\lambda_s^2} \left(\frac{f^2}{D} + f - d_0\right)\right] \exp\left[-ik \frac{(2p-n)\lambda f}{D\lambda_s} x_D\right], \quad (8)$$

相应的光强分布为

$$I(x_D, y_D) = U(x_D, y_D, t) \cdot U^*(x_D, y_D, t). \quad (9)$$

将(8)式代入(9)式展开，整理归并成不同频率和相同频率的两大项，可以看出时间积分项具有以下形式：

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \exp[i(\omega + n_1\omega_s)t] \exp[i(\omega + n_2\omega_s)t] dt. \quad (10)$$

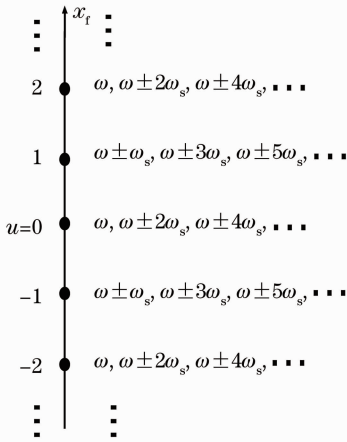


图2 透镜 L_2 后焦面的光场分布
Fig. 2 Optical field distribution of the back focal plane of lens L_2

当 $n_1 \neq n_2$ 时，积分项为零，即不同频率的光之间互不相干。而当 $n_1 = n_2$ 时，积分项为常数，即相同频率的光是相干的。所以 CCD 面上的总光强分布应为所有圆频率为 $\omega + n\omega_s$ 的光单独在 CCD 面上产生的干涉光强分布的线性叠加，即

$$I(x_D, y_D) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n(x_D, y_D) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [U_n(x_D, y_D, t) \cdot U_n^*(x_D, y_D, t)]. \quad (11)$$

由于 n 为奇数和偶数时 $I_n(x_D, y_D)$ 的表达式不同，所以需分开讨论。

当 n 为奇数时，设 $n = 2b + 1$ ，另设 $p = b + h$ ， $b, h \in Z$ 。此时用 b, h 替换(8)式中的 n, p ，从变换后的(8)式可知，圆频率为 $\omega + (2b + 1)\omega_s$ 的光单独在 CCD 面上产生的光场分布为

$$U_{2b+1}(x_D, y_D, t) = \sum_{h=-\infty}^{\infty} J_{b+h} J_{b+1-h} \times \exp\{i[\omega + (2b+1)\omega_s]t\} \times \exp\left[ik \frac{(2h-1)^2 \lambda^2}{2\lambda_s^2} \left(\frac{f^2}{D} + f - d_0\right)\right] \times \exp\left[-ik \frac{(2h-1)\lambda f}{D\lambda_s} x_D\right]. \quad (12)$$

将(12)式代入(11)式得

$$I'_1(x_D, y_D) = \sum_{b=-\infty}^{+\infty} \langle U_{2b+1}(x_D, y_D, t) U_{2b+1}^*(x_D, y_D, t) \rangle = \sum_{b=-\infty}^{+\infty} \left| 2 \sum_{h=1}^{\infty} J_{b+h} J_{b+1-h} \exp \left[ik \frac{(2h-1)^2 \lambda^2}{2\lambda_s^2} \left(\frac{f^2}{D} + f - d_0 \right) \right] \cos \frac{(2h-1)k\lambda f x_D}{D\lambda_s} \right|^2. \quad (13)$$

(13)式表示所有圆频率为 $\omega + (2b+1)\omega_s$ 的光在 CCD 面上产生的总光强分布。而当 n 为偶数时, 设 $n = 2b$, 另设 $p = b+h, b, h \in Z$ 。通过与上面类似的分析, 可得所有圆频率为 $\omega + 2b\omega_s$ 的光在 CCD 面上产生的总光强分布为

$$I'_2(x_D, y_D) = \sum_{b=-\infty}^{\infty} \left| -J_b^2 + 2 \sum_{h=0}^{\infty} J_{b+h} J_{b-h} \exp \left[ik \frac{2h^2 \lambda^2}{\lambda_s^2} \left(\frac{f^2}{D} + f - d_0 \right) \right] \cos \frac{2hk\lambda f x_D}{D\lambda_s} \right|^2. \quad (14)$$

将(13)、(14)式代入(11)式得 CCD 面上的总光强分布为

$$I'(x_D, y_D) = I'_1(x_D, y_D) + I'_2(x_D, y_D) = \sum_{b=-\infty}^{\infty} \left\{ \left| 2 \sum_{h=1}^{\infty} J_{b+h} J_{b+1-h} \exp \left[ik \frac{(2h-1)^2 \lambda^2}{2\lambda_s^2} \left(\frac{f^2}{D} + f - d_0 \right) \right] \cos \frac{(2h-1)k\lambda f x_D}{D\lambda_s} \right|^2 + \left| -J_b^2 + 2 \sum_{h=0}^{\infty} J_{b+h} J_{b-h} \exp \left[ik \frac{2h^2 \lambda^2}{\lambda_s^2} \left(\frac{f^2}{D} + f - d_0 \right) \right] \cos \frac{2hk\lambda f x_D}{D\lambda_s} \right|^2 \right\}. \quad (15)$$

当 D 足够大, 满足 $D \gg [ku^2 \lambda^2 f^2 / 2\lambda_s^2]_{\max}$ 时, (15)式表示远场光场强度分布, 展开的任意一项, 其余弦函数部分为

$$\cos \frac{(2h_1-1)k\lambda f x_D}{D\lambda_s} \cos \frac{(2h_2-1)k\lambda f x_D}{D\lambda_s} + \cos \frac{2h_3 k\lambda f x_D}{D\lambda_s} \cos \frac{2h_4 k\lambda f x_D}{D\lambda_s}, \quad (16)$$

式中 $h_1, h_2 \in Z^+, h_3, h_4 \in N$ 。对(16)式进行积化和差, 整理归并后, (15)式可以写成以下形式

$$I'(x_D, y_D) = \sum_{h'=0}^{\infty} C_{h'} \cos \frac{2h'k\lambda f x_D}{D\lambda_s}, \quad (17)$$

式中 $C_{h'}$ 的取值由 D, d_0 以及超声波功率决定。由(17)式可以看出 CCD 面上的总光强分布在 x_D 轴方向上的周期为 $T = D\lambda_s / (2f)$ 。上文提到的声速测量方法正是通过测量 T, D 和 f 值, 再由式子 $T = D\lambda_s / (2f)$ 得到超声波在声光介质中的波长 λ_s , 最后由式子 $V_s = v_s \lambda_s$ 得到超声波在声光介质中的声速, 式中 v_s 为声频, 可以准确测量。以上分析对此种声速测量方法给出了严格的理论证明。因为此种声速测量方法的正确性已为大量实验所验证, 所以本文将不再对其进行实验验证。

2.2 实际实验时超声驻波后光强分布表达式的简化以及分析

图 3 为实际实验时透镜 L_2 后焦面的光强分布, 可见此时只有 $0, \pm 1, \pm 2$ 级衍射点的光强足够强。由于第 u 级衍射点的光强如(6)式所示, 而 $J_p^2(\delta\phi_m)$ 随 $\delta\phi_m$ 值的变化如图 4 所示, 所以当透镜 L_2 后焦面上只能观察到 $0, \pm 1, \pm 2$ 级衍射点时, $\delta\phi_m$ 值较小, 满足 $J_p^2(\delta\phi_m) \gg J_q^2(\delta\phi_m) (|p| < |q|, p, q \in Z)$ 。根据(17)式, 可以对(15)式进行简化, 简化时只考虑系数含有 $J_0^4, J_0^2 J_{\pm 1}^2$ 这三个值的项, 其他值为系数的项相对来说为小值、可以忽略。据此, 先对(13)式和

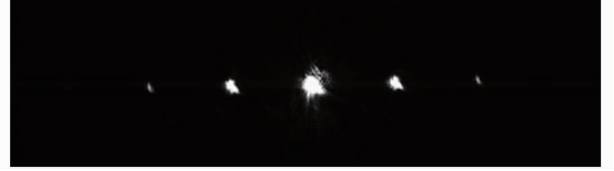


图 3 实验时透镜 L_2 后焦面的光强分布
Fig. 3 Light intensity distribution of the back focal plane of lens L_2 in experiment

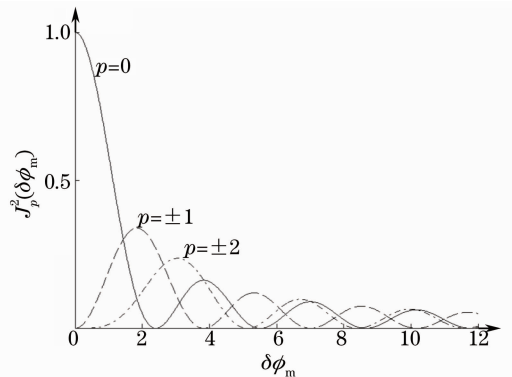


图 4 $J_p^2(\delta\phi_m)$ 与 $\delta\phi_m$ 的关系曲线
Fig. 4 Relationship between $J_p^2(\delta\phi_m)$ and $\delta\phi_m$

(14)式进行简化, 简化时用到关系式 $J_1^2 = J_{-1}^2$ 。

此时(13)式中 h 只取 $1, b$ 只取 0 和 -1 , 简化为

$$I'_1(x_D, y_D) = 4J_0^2 J_1^2 \left(1 + \cos \frac{2k\lambda f x_D}{D\lambda_s} \right), \quad (18)$$

(13)式中 h 只取 1, 表示只考虑 ± 1 级衍射点在 CCD 面上产生的光强分布, 而 b 只取 0 和 -1 , 表示只考虑圆频率为 $\omega + \omega_s$ 和 $\omega - \omega_s$ 的光在 CCD 面上产生的光强分布, 所以(18)式表达的物理含义为 ± 1 级衍射点之间, 圆频率分别为 $\omega + \omega_s$ 和 $\omega - \omega_s$ 的光单独在 CCD 面上产生的干涉光强分布的线性叠加。同时(18)式也可表示简化的 ± 1 级衍射点在 CCD 面上产生的光强分布, 它是一组平行于 y 轴的直条纹, 条纹间距为 $T = D\lambda_s / (2f)$ 。

(14)式中 h 只取 0 和 1, b 只取 0, 简化为

$$I'_2(x_D, y_D) = J_0^4 - 4J_0^2 J_1^2 \cos \frac{2k\lambda^2}{\lambda_s^2} \left(\frac{f^2}{D} + f - d_0 \right) \times \cos \frac{2k\lambda f x_D}{D\lambda_s}, \quad (19)$$

式中忽略了系数为 $4J_1^4$ 的项。(14)式中 h 只取 0 和 1, 表示只考虑 0 级和 ± 2 级衍射点在 CCD 面上产生的光强分布, 而 b 只取 0, 表示只考虑圆频率为 ω 的光在 CCD 面上产生的光强分布, 所以(19)式表达的物理含义为 0, ± 2 级衍射点之间, 圆频率为 ω 的光单独在 CCD 面上产生的干涉光强分布。同时(19)式也可表示简化的 0, ± 2 级衍射点在 CCD 面上产生的光强分布, 它是一组平行于 y 轴的直条纹, 条纹间距为 $T = D\lambda_s / (2f)$ 。

将(18)、(19)式代入(15)式, 可得此时 CCD 面上的总光强分布简化为

$$I'(x_D, y_D) = J_0^4 + 4J_0^2 J_1^2 + 4J_0^2 J_1^2 \left[1 - \cos \frac{2k\lambda^2}{\lambda_s^2} \times \left(\frac{f^2}{D} + f - d_0 \right) \right] \cos \frac{2k\lambda f x_D}{D\lambda_s}. \quad (20)$$

此式表明此时 CCD 面上的总光强分布是一组平行于 y 轴的直条纹, 条纹间距为 $T = D\lambda_s / (2f)$, 衬比度为

$$\gamma = \frac{4J_1^2 \left[1 - \cos \frac{2k\lambda^2}{\lambda_s^2} \left(\frac{f^2}{D} + f - d_0 \right) \right]}{J_0^2 + 4J_1^2}. \quad (21)$$

下面分析当(21)式取 3 个具有代表性的值时, (18)~(20)式所表示的光强分布的变化情况。

当 $\gamma = 0$ 时, CCD 面上均匀一片。此时(18)式不变, (19)式变为

$$I'_2(x_D, y_D) = J_0^4 - 4J_0^2 J_1^2 \cos \frac{2k\lambda f x_D}{D\lambda_s}. \quad (22)$$

比较(18)式和(22)式可知, 此时 CCD 面上之所以会均匀一片, 是因为(19)式所表示的条纹的幅值达到最大与(18)式所表示的条纹的幅值等大, 且这两组条纹明暗位置相错。

当 γ 取最大值 $8J_1^2 / (J_0^2 + 4J_1^2)$ 时, CCD 面上的条纹衬比度最高。此时(18)式不变, (19)式变为

$$I'_2(x_D, y_D) = J_0^4 + 4J_0^2 J_1^2 \cos \frac{2k\lambda f x_D}{D\lambda_s}. \quad (23)$$

比较(18)式和(23)式可知, 此时 CCD 面上条纹衬比度之所以会最高, 是因为(19)式所表示的条纹的幅值达到最大, 且与(18)式所表示的条纹的明暗位置相同。

当 $\gamma = 4J_1^2 / (J_0^2 + 4J_1^2)$ 时, (18)式不变, (19)式变为

$$I'_2(x_D, y_D) = J_0^4, \quad (24)$$

此时(19)式所表示的条纹的衬比度变为 0, 而(18)式所表示的条纹的衬比度仍为 1, 两组条纹线性叠加导致 CCD 面上仍可见条纹, 只是衬比度不是最高。

3 实验及结果分析

实验装置如图 1 所示, 入射激光为氦氖激光, 超

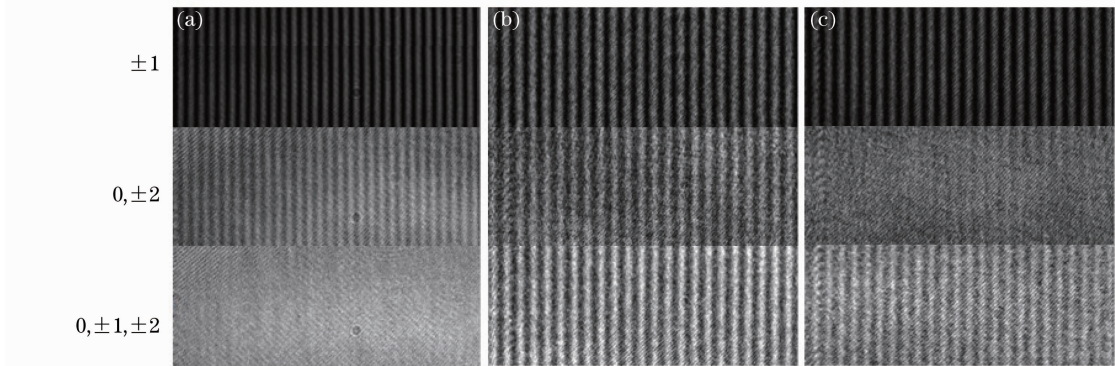


图 5 ± 1 级, 0, ± 2 级以及 0, ± 1 , ± 2 级衍射点在 CCD 面上成的像。(a) $\gamma = 0$; (b) $\gamma = 8J_1^2 / (J_0^2 + 4J_1^2)$;
(c) $\gamma = 4J_1^2 / (J_0^2 + 4J_1^2)$

Fig. 5 Images on CCD of ± 1 order; 0, ± 2 order; 0, ± 1 , ± 2 order. (a) $\gamma = 0$; (b) $\gamma = 8J_1^2 / (J_0^2 + 4J_1^2)$;
(c) $\gamma = 4J_1^2 / (J_0^2 + 4J_1^2)$

声换能器为 PZT, 频率为 4 MHz, 声光介质为蒸馏水, 实验时水温为 26.2 °C, 透镜 L_2 的焦距 $f = 30.5$ cm, 超声光栅右侧面到透镜 L_2 的距离 $d_0 = 30.5$ cm. 为保证声光介质中超声波处于驻波状态, 实验时应在超声波前行方向上放置一个与超声波波阵面平行的平面镜, 那么到达平面镜的超声波将反射而沿反方向传播, 当换能器表面与镜面之间的距离为超声波在声光介质中波长一半的整数倍时, 前进波与反射波叠加形成驻波。实验结果如图 5 所示, 图 5(a)~(c) 分别为 $\gamma = 0$ 、 $\gamma = 8J_1^2/(J_0^2 + 4J_1^2)$ 和 $\gamma = 4J_1^2/(J_0^2 + 4J_1^2)$ 时, ± 1 级, 0, ± 2 级以及 0, ± 1 , ± 2 级衍射点在 CCD 面上成的条纹像, 相应的透镜 L_2 后焦面到 CCD 面的距离 D 分别为 41.2 cm, 55.6 cm 和 47.7 cm。实验结果与之前分析所得结论一致。

4 结 论

利用傅里叶光学原理推导出了拉曼-奈斯衍射条件下激光垂直穿过超声驻波后的光强分布表达式, 证明了一种至今未有严格理论解释的通过测量此光强分布周期来实现声速测量的方法的正确性。同时此表达式的正确性在实验上得到了证实, 从而进一步证明了本文原理的正确性。该原理不仅充分揭示了超声驻波成像的物理本质, 同时也为解释类似的动态相位物体成像问题提供了一条新途径。

参 考 文 献

- 1 Li Xiaona, He Ning, Deng Deying. Research on phenomenon of intermodulation in detection of multi-frequency signals based on acousto-optic deflection[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(9): 2504~2507
李小纳, 何宁, 邓德迎. 声光偏转多频信号同时探测互调现象研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(9): 2504~2507
- 2 Chang Lingying, Zhao Baochang, Qiu Yuehong *et al.*. Optical design of imaging spectrometer based on acousto-optic tunable filter [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(10): 3021~3026
常凌颖, 赵葆常, 邱跃洪等. 声光可调谐滤波器成像光谱仪光学系统设计[J]. *光学学报*, 2010, **30**(10): 3021~3026
- 3 Yan Ying, Zhang Hengli, Li Jing *et al.*. LD pumped acousto-optic Q-switched Nd: YVO₄ slab laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(5): 1162~1165
闫莹, 张恒利, 李静等. 激光二极管抽运声光调 Q Nd: YVO₄ 板条激光器[J]. *中国激光*, 2010, **37**(5): 1162~1165
- 4 P. Kang, F. C. Yong. Diffraction of laser light by ultrasound in liquid [J]. *Am. J. Phys.*, 1972, **40**(5): 697~704
- 5 Ren Zhanxiang, Dong Xiaoyi, Zhang Jianzhong *et al.*. 2-D acousto-optic interaction theory and experimental analysis [J]. *Acta Optica Sinica*, 1990, **10**(11): 1047~1051
任占祥, 董孝义, 张建忠等. 二维声光相互作用理论[J]. *光学学报*, 1990, **10**(11): 1047~1051
- 6 Yi Ming, Liu Lixin, Wu Zhixian *et al.*. Laser correlation imaging of UHF acoustic standing wavefront [J]. *Acta Optica Sinica*, 1987, **7**(2): 175~180
易明, 刘立新, 吴志贤等. 超声驻波波面的激光相关成像[J]. *光学学报*, 1987, **7**(2): 175~180
- 7 Shi Shunxiang, Zhang Haixing, Liu Jinsong. Physical Optics and Applied Optics [M]. Xi'an: Xidian University Press, 2000. 265~267
石顺祥, 张海兴, 刘劲松. 物理光学与应用光学[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2000. 265~267
- 8 J. W. Goodman. Introduction to Fourier Optics [M]. Zhan Dasan, Dong Jingwu, Gu Benyuan Transl.. Beijing: Science Press, 1979. 96
顾德门. 傅里叶光学导论[M]. 詹达三, 董经武, 顾本源译. 北京: 科学出版社, 1979. 96

栏目编辑: 张 腾