

用电光相位调制器显示超声行波波前

易 明 杨选民 郝 迈 甘进福
(南京大学物理系)

提 要

本文提出了一种用连续激光器,在时间相关理论依据下,以电光相位调制显示超声行波波前的新方法;并考虑到运动相位和静止相位的差异,提出了一种特殊的空间滤波技术,从而显示了超声行波的高对比像。

关键词: 超声行波;相位物;时间相关器;电光调制器;空间滤波。

一、引 言

近年来,在超声无损检验、超声显微镜和非线性声学等领域中,超声场的显示,特别是超声场行波波前的显示,已经引起了人们相当的关注。已有一些作者用探针法显示超声场的强度像^[1],以及用脉冲激光频闪法显示超声行波波前,做了许多工作^[2]。

我们建立了一种时间相关新技术,以显示超声行波波前。这一新技术不是用脉冲激光源,而是用连续激光束照明电光相位调制器,从而得到一束相位调制光波,用以照射待显示的超声行波场,就得到稳定分布的超声行波波前的低对比度像。为了提高对比度,在时间相关理论基础下,分析了被相位调制光波照明的超声行波场的频谱,从而建立了一种新的空间滤波技术,获得了超声行波波前的高对比度像。

这种新技术具有美好的应用前景,而且对超声行波波前的成像理论也有明显的发展。

二、原 理

众所周知,超声行波波前是一个高速运动着的相位分布,人眼不能直接观察到这个相位分布,即使用普通显微镜或者相衬显微镜也仍然观察不到。

用来显示超声行波波前的时间相关器如图1所示。

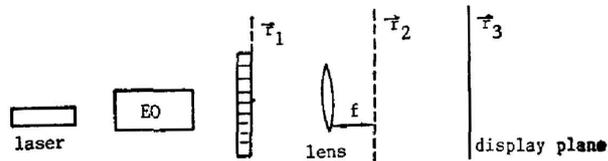


Fig. 1 Arrangement of temporal correlator

我们将按下述四个步骤来阐述它的原理:电光调制器、时间相关成像、空间频谱中包含时间频谱以及空间滤波技术。

1. 电光调制器^[3]

图2表示一个电光调制器的工作原理。

在 $Z=0$ 处, 入射激光束可表示为

$$E_{in} = A \exp(i\omega_0 t). \tag{1}$$

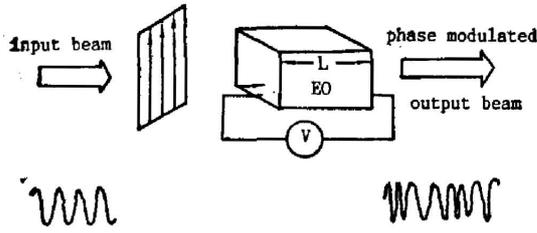


Fig. 2 An electro-optic phase modulator. The output beam is a double sidebands phase modulated waves with modulation frequency of ω_A —the frequency of applied electric signal frequency

若在 Z 轴方向施加一个电场 E_Z

$$E_Z = E_0 \sin(\omega_A t), \tag{2}$$

则在 $Z=L$ 处, 出射光束的相位落后为

$$\Delta\phi_x = -\frac{\omega_0 L}{c} \Delta n_x - \frac{\omega_0 n_0^3 r_{63}}{2c} E_Z L, \tag{3}$$

出射光束为

$$E_{out} = A \exp\left\{i\left[\omega_0 t - \frac{\omega_0}{c} \times \left(n_0 - \frac{n_0^3}{2} r_{63} E_0 \sin \omega_A t\right) L\right]\right\}. \tag{4}$$

舍弃常数相位因子, 则式(4)可写成

$$E_{out} = A \exp\{i[\omega_0 t + \delta \sin(\omega_A t)]\}, \tag{5}$$

式中 $\delta = \frac{\omega_0 n_0^3}{2c} = \frac{\pi n_0^3 r_{63} E_0 L}{\lambda}$, 称为调相指数。

引用 Bessel 函数表达式^[4]:

$$\exp(\pm i\delta \sin x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (\pm 1)^m J_m(\delta) \exp(imx),$$

则式(5)可重新写成

$$E_{out} = A \exp(i\omega_0 t) \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(\delta) \exp(im\omega_A t) \right] \approx A \exp(i\omega_0 t) (J_0(\delta) + J_1(\delta) \exp(i\omega_A t) + J_{-1}(\delta) \exp(-i\omega_A t)). \tag{7}$$

(7)式中第二行的近似式是因为 $J_1 \gg J_2 \gg J_3 \dots$ 。该式给出的是一束调制频率为 ω_A 的双边带调制光波, 其频谱如图 3 所示。

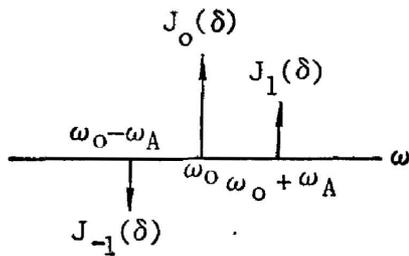


Fig. 3 The frequency spectrum of output beam of electro-optic phase modulator

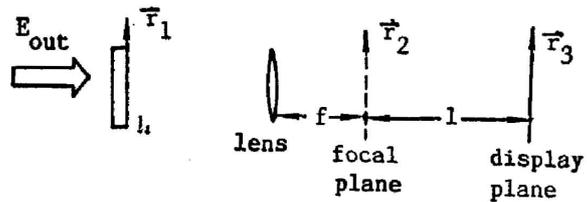


Fig. 4 The temporal correlator of moving phase object

2. 时间相关成像

参看图 4, 当显示的超声行波波前被相位调制光波 E_{out} 照射时, 在显示面 r_3 处, 用平方律检测器检测。这是一个时间相关过程。最后, 将得到超声行波波前放大的、稳定的低对比度像。

在平面 r_1 处, 显示的超声行波波前表示为:

$$\begin{aligned}
 h(\omega_A t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) &= \exp[-i \Delta n_A k L_A \sin(\omega_A t - \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1)] \\
 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_m(\beta) \exp[i m (\omega_A t - \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1)].
 \end{aligned} \quad (8)$$

式中 Δn_A 为压缩波引起的光折射率变化幅值, L_A 为声光相互作用长度, $\beta = \Delta n_A K L$, $J_m(\beta)$ 为 Bessel 函数。

平面 \mathbf{r}_1 处的光振幅透过率可表示为

$$\begin{aligned}
 E_1(\omega t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) &= E_{\text{out}}(\omega t) \cdot h(\omega_A t - \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \\
 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_m(\beta) \exp(-i m \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \cdot A \{ J_0(\delta) \exp[i(\omega_0 + m \omega_A) t] \\
 &\quad + J_1(\delta) \exp[i(\omega_0 + \overline{m-1} \omega_A) t] \\
 &\quad + J_{-1}(\delta) \exp[i(\omega_0 + \overline{m-1} \omega_A) t] \}.
 \end{aligned} \quad (9)$$

(9)式说明在光场中存在着多种时间频率。

按照阿贝成像理论^[5], 相干成像过程包括两次空间傅里叶变换, 即从物面到透镜的焦平面以及从透镜焦平面到像面。于是, 在面 \mathbf{r}_3 处的光场可写成:

$$E_3(\omega t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_3) = \iint [E_1(\omega t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \exp(-i k \mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2 / f) d\mathbf{r}_1] \cdot \exp(-i k \mathbf{r}_2 \cdot \mathbf{r}_3 / l) d\mathbf{r}_2, \quad (10)$$

式中 f 为透镜的焦距, l 为透镜焦面 \mathbf{r}_2 与像面 \mathbf{r}_3 之间的距离。

利用放大率关系式: $\mathbf{r}_3 / \mathbf{r}_1 = -l / f = M$, 则(10)式为:

$$E_3(\omega t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_3) = c_1 E_1(\omega t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_3 / M) = c_1 E_1(\omega t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1), \quad (11)$$

式中 M 为放大倍数, c_1 为一常数。(11)式表明, 在 \mathbf{r}_3 面上的光场 E_3 是在面 \mathbf{r}_1 上光场 E_1 的放大像。

由平方律检测器检测到像的强度为

$$I(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_3) \propto \langle E_3(\omega t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_3) \cdot E_3^*(\omega t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_3) \rangle. \quad (12)$$

式中括号 $\langle \rangle$ 表示取时间平均值, 例如函数 $f(t)$ 的时间平均为:

$$\langle f(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f(t) dt.$$

按照时间相关函数的定义^[6],

$$\begin{aligned}
 \varphi_{12}(\tau) &= \int f_1(t) f_2^*(t + \tau) dt, \\
 \varphi_{11}(\tau) &= \int f_1(t) f_1^*(t + \tau) dt.
 \end{aligned} \quad (13)$$

根据(9)式和(13)式, (12)式可理解为相同时间频率的时间相关函数值, 但不同时间频率的时间相关取值为零。(12)式的时间相关的结果为

$$\begin{aligned}
 I = (\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_3) &= c_2 [E_0(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \cdot E_0^*(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) + E_{\omega_A}(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \cdot E_{\omega_A}^*(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \\
 &\quad + E_{-\omega_A}(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \cdot E_{-\omega_A}^*(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) + E_{2\omega_A}(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \cdot E_{2\omega_A}^*(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \\
 &\quad + E_{-2\omega_A}(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \cdot E_{-2\omega_A}^*(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1)] \\
 &= c_2 [I_0 + I_{\omega_A} + I_{-\omega_A} + I_{2\omega_A} + I_{-2\omega_A}],
 \end{aligned} \quad (14)$$

式中 c_2 为常数。

(14)式中的每一项都是对相同的时间频率作时间相关运算的结果。式中

$$E_0(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) = J_0(\delta) J_0(\beta) - J_{-1}(\delta) J_1(\beta) \exp(-i \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) - J_1(\delta) J_{-1}(\beta) \exp(i \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1),$$

$$\begin{aligned}
 E_{\omega_A}(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) &= J_1(\delta) J_0(\beta) - J_0(\delta) J_1(\beta) \exp(-i\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1), \\
 E_{-\omega_A}(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) &= J_{-1}(\delta) J_0(\beta) - J_0(\delta) J_{-1}(\beta) \exp(i\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1), \\
 E_{2\omega_A}(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) &= -J_1(\delta) J_1(\beta) \exp(-i\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1), \\
 E_{-2\omega_A}(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) &= -J_{-1}(\delta) J_{-1}(\beta) \exp(i\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1).
 \end{aligned} \tag{15}$$

将(15)式表入(14)式,并利用关系 $J_{-1} = -J_1$, 则可将显示面 \mathbf{r}_3 处的光强分布写成

$$\begin{aligned}
 I(\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) &= c_2^2 \{ [J_0(\delta) J_0(\beta)]^2 + 4 [J_1(\delta) J_1(\beta)]^2 + 2 [J_1(\delta) J_0(\beta)]^2 \\
 &\quad + 2 [J_0(\delta) J_1(\beta)]^2 + 2 [J_1(\delta) J_1(\beta)]^2 \cos(2\mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \}.
 \end{aligned} \tag{16}$$

(16)式的结果表明,在 \mathbf{r}_3 面上得到超声行波波前的空间倍频像,对比度为:

$$\begin{aligned}
 V &= (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \\
 &= 2 [J_1(\delta) J_1(\beta)]^2 / \{ [J_0(\delta) J_0(\beta)]^2 + 4 [J_1(\delta) J_1(\beta)]^2 \\
 &\quad + 2 [J_1(\delta) J_0(\beta)]^2 + 2 [J_0(\delta) J_1(\beta)]^2 \} \\
 &\approx 2 [J_1(\delta) J_1(\beta)]^2 / [J_0(\delta) J_0(\beta)]^2 \ll 1.
 \end{aligned} \tag{17}$$

(17)式中的近似是依据 $J_0(\delta) \gg J_1(\delta)$ 以及 $J_0(\beta) \gg J_1(\beta)$ 。于是,我们利用时间相关技术,得到了超声行波波前的稳定、放大、低对比度的空间倍频像,不再是移动的相位分布了。

3. 空间频谱中包含时间频谱

(16)式所示的超声行波波前的像,虽然已经是一个稳定的像,但是它出现了空间倍频现象,而且对比度很小。为了消除空间倍频效应,并提高对比度,必须运用空间滤波技术。为此,必须先分析透镜焦面 \mathbf{r}_2 上的频谱。

前面已经提到,相干成像过程包含两次空间傅里叶变换过程。第一次空间傅里叶变换是从物面 \mathbf{r}_1 到透镜焦面 \mathbf{r}_2 的变换,它给出光场 E_2 为:

$$\begin{aligned}
 E_2(\omega t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_2) &= \int_{\Sigma_{\mathbf{r}_1}} E_1(\omega t, \mathbf{k}_A \cdot \mathbf{r}_1) \exp(-i\mathbf{k} \mathbf{r}_1 \cdot \mathbf{r}_2 / f) d\mathbf{r}_1 \\
 &= c_3 \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_m(\beta) \{ 2J_1[(m\mathbf{k}_A + \mathbf{k} \mathbf{r}_2 / f) D / 2] / [(m\mathbf{k}_A \\
 &\quad + \mathbf{k} \mathbf{r}_1 / f) D / 2] \} \{ J_0(\delta) \exp[i(\omega_0 + m\omega_A)t] \\
 &\quad + J_1(\delta) \exp[i(\omega_0 + \overline{m+1}\omega_A)t] \\
 &\quad - J_{-1}(\delta) \exp[i(\omega_0 + \overline{m-1}\omega_A)t] \}.
 \end{aligned} \tag{18}$$

上式中 c_3 为常数, D 为面 \mathbf{r}_1 上被光照的面的直径,第一个括号 $\{ \}$ 中的因子为 Bessel 函数,对于扩展的连续照明情形,可以只考虑其峰值: $m\mathbf{k}_A + \mathbf{k} \mathbf{r}_1 / f = 0$, 即:

$$\mathbf{r}_2 = m\lambda f / \Delta_A, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \tag{19}$$

式中 λ 和 Δ_A 分别为入射激光束和超声行波波前的波长。(19)式表示透镜焦面 \mathbf{r}_1 处的空间频谱, m 为衍射光级次。

(18)式表明,在空间频谱中存在着时间频谱,为了一目了然,将其结果列于表 1。

应该指出的是,表 1 所示的空间频谱中的时间频谱,不同于用相干光照明固定光栅的情形,后者在整个空间频谱面上只有一个时间频率。而且表 1 所示的频谱也不同于移动光栅或超声行波被相干光照明的频谱,因为它们的不同空间频率对应不同的时间频率,而且在某一确定的空间频率中仅有一个时间频率。

表 1 的结果是空间滤波技术的依据。

Table 1 Amplitude coefficients of different spatial and temporal frequency

Diffracted order	Spatial spectrum	Shifted temporal frequency				
		0	ω_A	$-\omega_A$	$2\omega_A$	$-2\omega_A$
m	$r_2 = m\lambda f / \Delta_A$					
1	$\lambda f / \Delta_A$	$-J_{-1}(\delta)J_1(\beta)$	$-J_0(\delta)J_1(\beta)$		$-J_1(\delta)J_1(\beta)$	
0	0	$J_0(\delta)J_0(\beta)$	$J_1(\delta)J_0(\beta)$	$J_{-1}(\delta)J_0(\beta)$		
-1	$-\lambda f / \Delta_A$	$-J_1(\delta)J_{-1}(\beta)$		$-J_0(\delta)J_{-1}(\beta)$		$J_{-1}(\delta)J_{-1}(\beta)$

4. 空间滤波技术

通常,观察静止相位物空间滤波技术有好几种。例如,中心暗场法是用光阑滤去全部零级光;纹影法^[7]是滤去零级光一边的全部衍射光;相衬法^[8]则是采用一块相位板,使零级光的相位相对于衍射光延迟或超前四分之一周期。后来,这些方法常被直接用来显示声波。但是,结果都不理想,因为没有考虑运动相位物被相干光照明时,空间频谱中也有时间频谱,只有相同的时间频率才有不为零的时间相关值。同样,在超声行波波前被相位调制光波照明的情况下,也不能照搬上述几种空间滤波方式,而必须从表 1 出发考虑怎样加以滤波,从而,得到超声行波波前的相同空间频率的高对比度像。

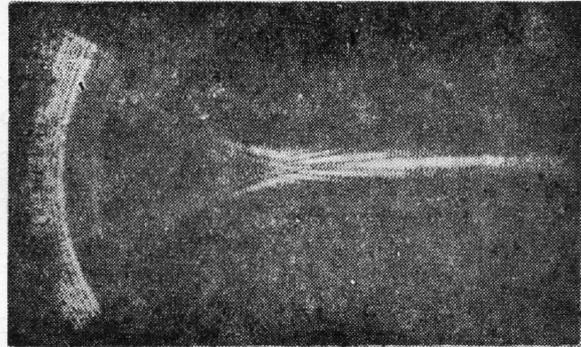


Fig. 5 Photo

我们的空间滤波技术,由表 1 的分析,得到结果并经实验证实。使零级适当地衰减,并滤去零级一边的衍射光;或者使零级适当地衰减外,且相对其他衍射光落后二分之一周期,从而得出满意的结果,如图 5 所示。

三、实 验

图 1 表示我们的实验装置示意图。功率为 10 mW 的 He-Ne 激光器照射一个由 KDP 制成的电光调制器,出射光为相位调制光波,调制角频率为 $\omega_A = 42$ MHz。这个相位调制光波照射被检测的超声行波波前,实验中为一个聚焦的声表面波 (SAW),声角频也是 42 MHz。透镜焦距为 15 cm,在透镜焦平面上置一空间滤波器,对零级作适当的衰减,并滤去零级一边的全部衍射光。最后,在显示面上得到超声行波波前的相同空间频率的高对比度的放大像。用胶片记录下来,如图 5 所示。照片中显示了声场中的波前分布,并清晰地看出了聚焦区边瓣以及各处的相位关系,还可测得各点的声强分布。

四、讨 论

超声场的显示是声学研究的一个重要领域。在探针法或者中心暗场中,是用连续激光束直接照明声场,它只能显示声场的强度分布,无法显示声波波前,从而失去了声波波前的

重要相位信息。用基于几何光学概念的脉冲光频闪法,可以显示包含重要信息的超声行波波前,可惜的是,它的装置比较复杂,价格也太昂贵,而且由超声波前的衍射效应产生的某些现象无法加以解释。

我们基于相关理论发展了一种新的技术,即用连续激光照明电光调制器,得到一束相位调制光波,来显示包含重要相位信息的超声行波波前。实验结果是令人满意的。这种理论和技术有着美好的应用前景。

作者感谢郁炯先生帮助完成了声表面波器件,感谢魏荣爵教授对我们工作的支持。

参 考 文 献

- [1] George I. A. Stegeman; *IEEE Transaction On Sonics And Ultrasonics*, 1976, **SU-23**, No. 1(Jan), 33~63.
- [2] 孙曾铭等;《物理》, 7 卷, 4 期, 231~233.
- [3] Amnon Yariv; "*QUANTUM ELECTRONICS*", (2nd edition), (John Wiley & Sons Inc., New York, 1975), 341.
- [4] I. M. Ryshik, I. S. Gradshein; "*TABLES OF SERIES, PRODUCTS, AND INTEGRALS*", (Veb Deutscher Verlag Der Wissenschaften, Berlin, 1957), 330.
- [5] Max Born & Emil Wolf; "*PRINCIPLES OF OPTICS*", (6th edition), (Pergamon Press, Oxford, 1980), 419.
- [6] George W. Stroke; "*AN INTRODUCTION TO COHERENT OPTICS AND HOLOGRAPHY*", (Academic Press, New York, 1969), 174.
- [7] Miller, H. S.; "*Acoustical Measurement Methods And Instruments*", (Hutchinson Ross Pub., Stroudsburg, 1981), 176.
- [8] Max Born & Emil Worf; "*PRINCIPLES OF OPTICS*", (6th edition), (Pergamon Press, Oxford, 1980), 424.

A novel temporal correlator—display ultrasonic traveling wavefront by electrooptic modulator

YI MING, YANG XUANMIN, XI MAI AND GAN JINFU

(Department of Physics, Nanjing University)

(Received 12 December 1988; revised 30 March 1989)

Abstract

A new method to display ultrasonic traveling wavefront by electrooptic modulator based on temporal correlation theory using CW laser has been developed, and high contrast image of ultrasonic traveling wavefront has been showed by special filtering technique based on considering the defference between moving phase objects and static phase objects.

Key words: ultrasonic traveling wavefront; phase object; temporal correlator; electrooptic modulator; spatial filtering.