

液体表面波物理特性及其 光学效应的研究

苗润才 杨宗立

(陕西师范大学物理系, 西安 710062)

(1994 年 12 月 9 日收到)

实验发现了表面回波对衍射光的干涉现象, 波矢量随位置变化及表面振动模式与表面相有关. 考虑波矢量变化特性后, 给出了表面波色散关系的修正公式及回波干涉规律. 观察了表面波的光栅衍射效应, 同时测量了表面张力、波矢量变化率及随温度的变化.

PACC: 6810; 4280F; 0760H

1 引 言

早在 1979 年, Weisbuch 等首次提出了用液体表面波实现光的衍射光栅, 并以此建立了表面张力的光学测量方法^[1]. 后来我们用这一方法研究了几种液体表面^[2], 并得到了一些初步实验数据. 最近有人重复了上述方法^[3], 得到了类似的实验结果. 该方法不仅奠定了用光学方法研究液体表面波动及表面物理性质的基础, 而且又可实现实时变频光栅.

在上述工作中, 由于液体问题的复杂性, 在理论处理时认为液体不可压缩, 液体内摩擦可忽略以及只考虑横波且用简单的直波模型, 得到的光栅常数不随距离而变, 其次认为表面为理想的气液单相表面, 并且也未曾把表面相与振动模式以及表面相变与振动模的变化联系起来. 为此本文从理论上进一步分析表面波动特性, 考虑表面多相性及相变, 提出了波矢量的变化性, 并给出了表面波色散关系的修正公式. 进一步研究表面的振动模式, 给出了与理论预言相一致的实验结果, 同时测量了表面张力及随温度变化的结果.

2 基 本 原 理

2.1 表面波及其色散关系

从动力学角度分析, 液体表面受到重力、表面张力和液体内摩擦力的作用. 对于一圆形边界的液面, 仅考虑表面张力及重力作用, 且液体不可压缩. 若在其中心置一振源, 则表面横波波形满足

$$y = AJ_0(kx), \quad (1)$$

其中 y 为液面离开平衡位置的高度, $J_0(kx)$ 为零阶贝塞尔函数.

值得注意的是: 贝塞尔函数的振动周期随 x 变化, 且实际的表面波应是纵波与横波复合的复杂波. 对于某一 x 附近区域, 表面波可以看作是简单的直波, 波形为

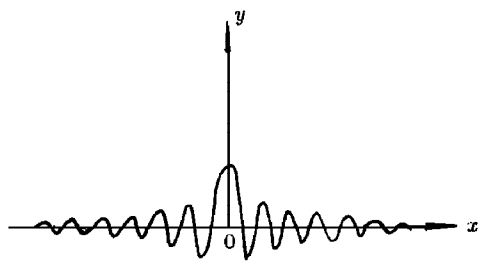


图 1 液面横波波形图

$$y = A \cos kx. \quad (2)$$

对于给定的 x 值, 波矢量 k 可看作常数.

若在 $x = x_0$ 的边界面对于入射波反射, 则在 x 点附近区域同时应包括入射波及反射波, 波形分布为

$$y = A_1 \cos k_1 x + A_2 \cos k_2 x, \quad (3)$$

其中, A_1, A_2, k_1, k_2 分别为入射波和反射波的振幅及波矢量.

波动过程中, 液面上任一点都发生振动. 由于液体表面张力远大于重力和内摩擦

力, 因而仅考虑表面张力作用时, 直波模型中, 表面波的色散关系为^[4]

$$\omega^2 = \alpha k^3 / \rho, \quad (4)$$

其中, ρ 为介质密度, ω^2 为振动频率, α 为表面张力系数, k 为波矢量.

考虑到 k 随 x 变化, 因而需要对(4)式进行修正. 一般情况下

$$k = k_0(0) + \left. \frac{dk}{dx} \right|_{x=0} x + \left. \frac{d^2 k}{dx^2} \right|_{x=0} x^2 + \dots$$

由于 k 是 x 的缓变函数, 因而上式可近似为:

$$k = k_0 + \frac{dk}{dx} \cdot x, \quad (5)$$

式中, k, k_0 分别为测量点及振源点的波矢量, $\frac{dk}{dx}$ 为波矢量随 x 的变化率.

由此, 柱波模型中的色散关系为

$$\omega^2 = \frac{\alpha}{\rho} \left(k - \frac{dk}{dx} \cdot x \right)^3. \quad (6)$$

2.2 表面波对光的衍射效应

如图 2 所示, 当用一束较细的光束照射透明液面, 液面的表面波对光形成了位相型光栅. 若光束所照的表面小区域内波形如(2)式所示, 则此时光栅常数 d 等于该区域内表面波波长 λ_S , 即

$$d = \lambda_S. \quad (7)$$

由光栅方程

$$d(\cos \theta + \sin \varphi) = k \lambda_L, \quad (8)$$

则

$$d \cos \varphi \Delta \varphi = \lambda_L, \quad (9)$$

其中, $\Delta \varphi$ 为相邻衍射条纹的角宽度, 且 $\Delta \varphi =$

$\frac{\Delta x}{r}$, Δx 为条纹间隔, r 为入射点距衍射条纹

距离, λ_L 为入射光波长, 故

$$d = \frac{r \lambda_L}{\cos \varphi \Delta x}. \quad (10)$$

因为 $\varphi \gg \Delta \varphi$, 所以 $\cos \varphi \approx \sin \theta$, 由上式便可测量光照位置处表面波波长.

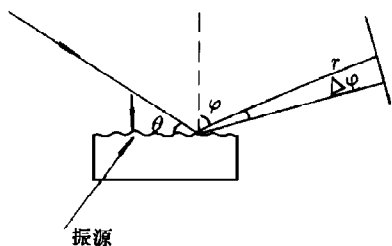


图 2 实验示意图

如果边界反射而形成反射表面波,则表面波函数由(3)式给出.从物理角度看,光照区域是两套光栅常数不同的位相型光栅.这两套光栅的衍射光重叠时应发生干涉现象.对于给定的光栅,相邻狭缝衍射光之间的光程差为

$$\delta = d(\cos \theta + \sin \varphi), \quad (11)$$

若光栅常数变化为 Δd 时,引起光程差的变化量 $\Delta \delta$ 为 $\Delta \delta = \Delta d(\cos \theta + \sin \varphi)$.

由光栅常数变化而引起干涉条纹的极大值及极小值满足

$$\begin{aligned} \text{极大值: } \Delta d(\cos \theta + \sin \varphi) &= n\lambda_L \quad n = 0, 1, 2, 3, \\ \text{极小值: } \Delta d(\cos \theta + \sin \varphi) &= (2n + 1) \frac{\lambda_L}{2} \quad n = 0, 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (12)$$

这说明在衍射光中能够观察到干涉条纹.

2.3 波矢量变化率的确定

由(6)式知,用表面波衍射确定表面张力,则事先需知波矢量的变化率 $\frac{dk}{dx}$. 实验上可以用两种方法确定这一变化率,一种方法是改变入射光点距振源的距离,并利用(10)式测出不同距离处的光栅常数,进而确定变化率 $\frac{dk}{dx}$. 另一种方法是改变反射面距入射光点的距离,再通过观察干涉条纹来确定光栅常数的变化量,进而确定变化率 $\frac{dk}{dx}$.

2.4 色散关系与温度的关系

仅考虑表面张力作用时,表面波的色散关系由(6)式给出.由于张力系数与温度有关,因而色散关系与温度有关.由 Guggenheim 公式知,表面张力与温度关系为^[5]

$$\alpha = \alpha^0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^n, \quad (13)$$

其中 α^0 为常量, T_c 为临界温度, $n = 11/9$.

将(13)式代入(6)式,则色散关系为

$$\omega^2 = \frac{\alpha^0}{\rho} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^n \left(k - \frac{dk}{dx} \cdot x\right)^3. \quad (14)$$

3 实验结果与分析

实验装置如图 2 所示,由低频信号发生器驱动一线状传感器作为振源.用 He-Ne 激光器细光束照射液面,当振源信号较弱时,衍射图样如图 3(a)所示;加大振源信号,衍射图样如图 3(b)所示.比较两种情况时的衍射图样可以看出,当振源信号较大时,衍

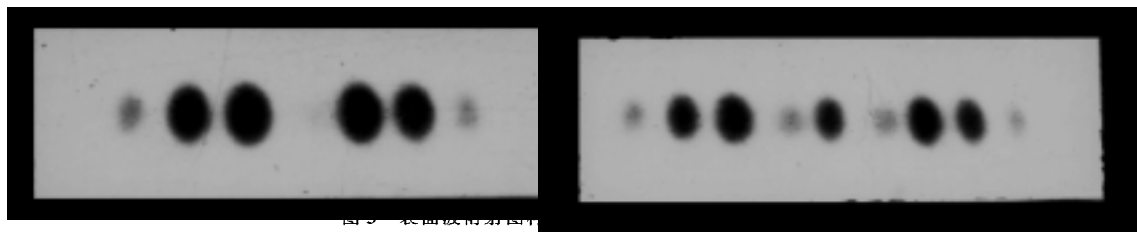


图 3 表面波衍射图样

射图样中第一级明显减弱. 由于振源信号较强时, 入射波与反射波所产生的同一级衍射发生干涉, 这些级次中光强度减弱, 这一现象正是由于这种干涉原因所致.

对于不同液体表面, 其共振曲线不同. 当表面波振动越强时, 衍射级次越多, 衍射效应越明显, 衍射效率越大. 改变衍射效率随振源振动频率的变化关系如图 4 所示, 这一曲线

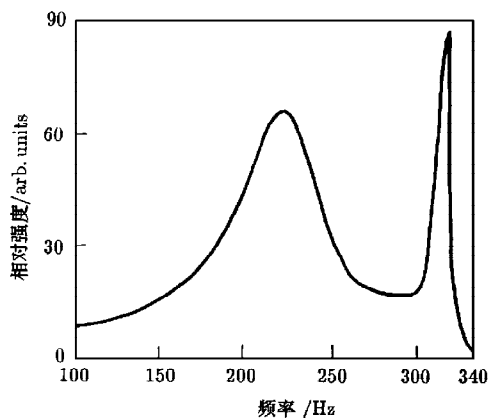


图 4 表面波共振曲线

反映了表面的共振曲线. 图中共振曲线在振动频率为 220 Hz 和 316 Hz 处各有一个极大值. 出现双峰的原因初步认为在非净状态下, 液面不是一种理想的气液两相面. 空气中的其它粒子浮在液面上, 形成了双层表面, 双峰对应了双层面各自的振动模式. 另外, 实验还发现两峰随时间发生变化. 尤其在 316 Hz 处的共振峰变化较大, 若时间较长该峰消失, 这可能是由于悬浮在表面上的另一相表面经不同时间其沉积量不同, 最后, 时间增长它与水表面混合而成为混合相. 经实验测定表面波衍射最大衍射效率高达

85%, 这在一般光栅中是不常见的.

移动入射光点距振源的位置, 测量相应点上的波矢量 k , 进而确定 $\frac{dk}{dx}$ 值. 实验对于纯水在 14.5 °C 时, 测得 $\frac{dk}{dx}$ 值为 0.025.

利用表面波衍射测量了水的表面张力, 经过反复实验, 考虑波矢量的变化特性, 按(6)式修正公式, 最后得到表面张力系数为 65.61 ± 0.186 ($10^{-5} \text{N} \cdot \text{cm}^{-1}$), 其测量数据如表 1 所示.

表 1 表面张力测量结果 ($t = 14.3 \text{ }^{\circ}\text{C}$, $x_0 = 0.9 \text{ cm}$)

频率/Hz	200	210	220	230	240	250	260	270	280	290	347
张力系数 ($10^{-5} \text{N} \cdot \text{cm}^{-1}$)	65.48	65.82	65.71	65.84	65.79	65.66	65.48	65.26	65.47	65.88	65.35

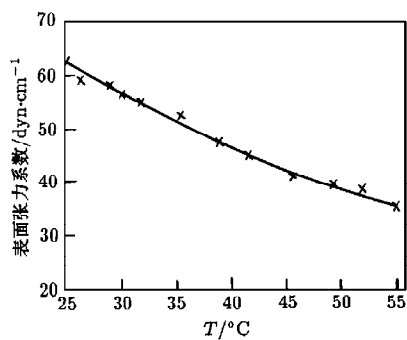


图 5 表面张力系数与温度的变化关系

我们还用拉脱法测量了该液体的表面张力系数, 其结果与本方法测量的结果相近. 测量值与公认的 72.8 ($10^{-5} \text{N} \cdot \text{cm}^{-1}$) 有一定差距. 我们认为这是由于在本实验中, 表面并非理想的水-空气表面, 而是一个多相表面. 这一点亦由实验所给出的共振曲线的多模式有所反映.

最后, 用本方法测量了表面张力系数随温度的变化关系, 结果如图 5 所示. 当温度升高时, 表面张力减小.

4 结 论

1. 表面波对光可形成衍射光栅,最大衍射效率在 85% 以上. 调节振源频率可以调节光栅常数,从而实现实时可调谐光栅.

2. 表面波的共振频率处于低频范围,表面相不同,振动模不同,表面相增多,振动模数增多. 通过测量衍射效率可以测量表面共振曲线及振动模数.

3. 表面波矢量随距离变化,单行波对光产生衍射,而入射波与反射波同时存在时,各自同一级衍射光会产生干涉效应.

4. 利用表面波衍射法,可以测量表面张力. 由于波矢量为变量,在应用色散关系测量表面张力时,需对传统色散关系进行修正,文中给出了色散关系修正式. 这种方法是一种高精度实时非接触式测量方法.

5. 用本文的方法可以研究表面温度的变化对表面张力的影响.

感谢王振帮先生在工作中的帮助.

[1] G. Weisbuch *et al.*, *Am. J. Phys.*, **47**(1979), 355.

[2] 苗润才等, 陕西物理, **4**(1987), 10.

[3] 杨永正, 光学学报, **10**(1990), 183.

[4] F. S. 克劳福德, 波动学, 下册(科学出版社, 北京, 1981), 第 407 页.

[5] A. W. 亚当森, 物理化学教程(高等教育出版社, 北京, 1981), 第 304 页.

THE PHYSICAL PROPERTIES OF LIQUID SURFACE WAVE AND ITS OPTICAL DIFFRACTION

MIAO RUN-CAI YANG ZONG-LI

(Department of Physics, Shanxi Teachers University, Xi'an 710062)

(Received 9 December 1994)

ABSTRACT

The interference between the light diffracted incidence surface wave and reflection surface wave is observed. The wave vector varies with propogation distance and the variation of surface phase causes the variation of vibration mode of liquid surface. The formulation of surface wave chromatic dispersion is reconstructed and theoritical results of interference by reflection surface wave are derived. The surface tension of water and its variation with temperature are detected.

PACC: 6810; 4280F; 0760H