

“相位驻波”法测量液体的表面张力系数*

沙金巧^{1)†} 虞一青²⁾ 杨俊义²⁾ 范君柳¹⁾

1) (苏州科技大学物理科学与技术学院, 苏州 215009)

2) (苏州大学物理科学与技术学院, 苏州 215006)

(2022 年 3 月 28 日收到; 2022 年 8 月 16 日收到修改稿)

液体表面张力系数测量技术中, 非接触法测量具有快速、无损和简单实用等优点. 本文设计了一种非接触式测量透明液体表面张力系数的新方法, 发现了一种特殊的“自干涉”现象, 并提出“相位驻波”理论解释了该现象产生的原因. 通过一个频率可调的振动源激发液体表面波, 利用普通光源或激光光源斜入射至液面, 经过液面下方的漫反射面反射后, 光波携带第一次表面波相位信息与表面波再次相遇, 使两次相位余弦波产生了驻波形式的相位分布, 从而在远场观察到明暗相间且非常稳定的“自干涉”条纹. 通过对图像分析处理, 实现条纹间距的自动测量, 根据表面波的色散关系, 自动准确地获得液体的表面张力系数, 该方法可广泛应用于液体表面张力系数的精确测量.

关键词: 自干涉, 相位驻波, 表面张力系数**PACS:** 68.03.Cd, 42.25.Hz, 42.25.Bs**DOI:** 10.7498/aps.71.20220569

1 引言

液体表面张力在日常生活和科学研究中具有重要地位, 而且应用广泛. 在生物科学研究中, 毛细现象对植物生长具有重要的意义; 在化学领域中表面活性剂有着广泛的应用. 研究发现施加电压可以用来改变表面张力来控制压差, 这对于控制微流道的液体流动具有重要作用^[1,2]. 另外液滴接触角可随施加电压而改变, 利用电润湿方法可有效清洁纳米表面空隙的死角^[3], 从而解决化学反应时使有效表面积减少等困境. 近年来基于电润湿原理还发展了目前非常热门和前沿的液态镜头 (liquid lens)^[4–6], 它的制造原理就是通过水滴表面张力的改变以及水在高频声波下进行的往返振动性来改变镜头的焦距.

可见液体表面张力及其系数的研究对生活有着不可忽视的作用, 目前对于表面张力的研究还在

进一步地加深和拓展, 所以对表面张力进行研究意义非凡^[7–12].

液体表面张力系数的测量方法分为两类: 接触法和非接触法. 通常采用接触法, 比如拉脱法^[13,14]、毛细管法等^[15]及最大气泡压力法^[16]等. 作为一种力学平衡测量法, 拉脱法在计算时粗略地忽略了液膜的重力, 且吊盘的水平程度对测量结果的准确性会产生较大的影响. 与接触法相比, 非接触法中光学测量方法具有快速、无损和简单实用等优点^[17,18], 其中激光衍射法常用来测量液体表面张力系数, 即通过对液体表面波光衍射的分析, 得到衍射光场的分布和表面波之间的解析关系, 根据这一关系测出液体表面张力系数, 然而该方法需要较大的观察距离, 更重要的是衍射条纹容易受外界环境的干扰, 难以保持稳定, 实验要求较高^[19–22].

本实验提出了一种新的非接触式测量液体表面张力系数的方法. 利用光波作为表面波相位信息

* “十四五”江苏省重点学科建设经费 (批准号: 2021135) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 471736918@qq.com

分布的载体, 得到清晰稳定的、抗干扰能力强的“自干涉”图样, 提出“相位驻波”理论, 分析了“自干涉”图样形成的原因, 设计并搭建了简单且操作方便的实验装置, 实现了液体表面张力系数的精确测量.

2 实验装置及操作步骤

在本实验中, 实验装置主要包括水槽、光源(普通光源或激光)、振动源及振子、漫反射面及摄像头, 如图1所示. 首先在水槽下方放一张坐标纸, 利用摄像头对测量装置进行定标. 然后在水槽下方垫一张白纸, 水槽中加入一定量的水. 调节振动源的高度, 使振动源末端稍没入水面, 调节振动源频率. 打开光源并调节, 使光源斜入射水面, 采用摄像头进行干涉图像采集, 将摄像头与电脑连接, 利用图像处理程序进行图像分析及处理.

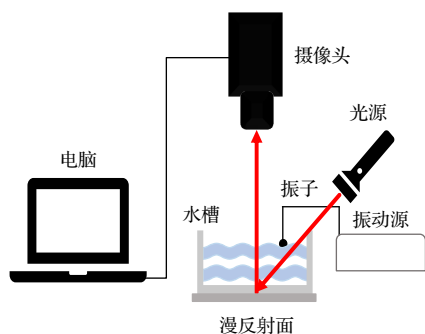


图1 测量装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of measuring device.

3 实验现象及原理

实验测量结果如图2所示, 振子与水面的接触点与其影子之间产生了明暗相间、清晰稳定的条纹, 类似于两水波“干涉”的现象. 由于本实验中只有一个振动源, 且机械水面波的反射可忽略不计, 因此命名该现象为“自干涉”. 为了探究这种现象产生的机制, 开展了以下实验: 在透明水槽下垫黑纸、使用不透明液体, 或是将光源从下方向上入射, 都不能观察到“自干涉”条纹. 此外, 在水底使用平面镜反射光, 能在非常小的观察范围观察到条纹, 但反射背景光太强, 现象较难观察. 这些实验说明“自干涉”条纹确实是由水底的光反射后透过水面形成的.

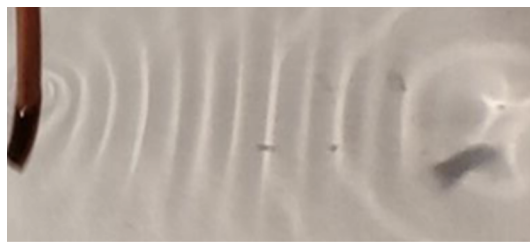


图2 光照射下水面波形成的明暗相间条纹

Fig. 2. Light and dark streaks formed by water surface wave under light irradiation.

“自干涉”现象看似是水的表面波与其影子波发生了干涉, 但机械波不可能和“影子”(即光波)发生干涉. 通过分析, 得出这是反射光波(携带表面波产生的相位)反射后与表面波再次相遇后产生的相位干涉现象. 通过对稳定条纹的分析可准确获得液体的表面张力系数, 实验原理如图3所示. 图3(a)为“相位驻波”法测量液体的表面张力系数的实验原理示意图, 图3(b)为实验原理的等效示意图.

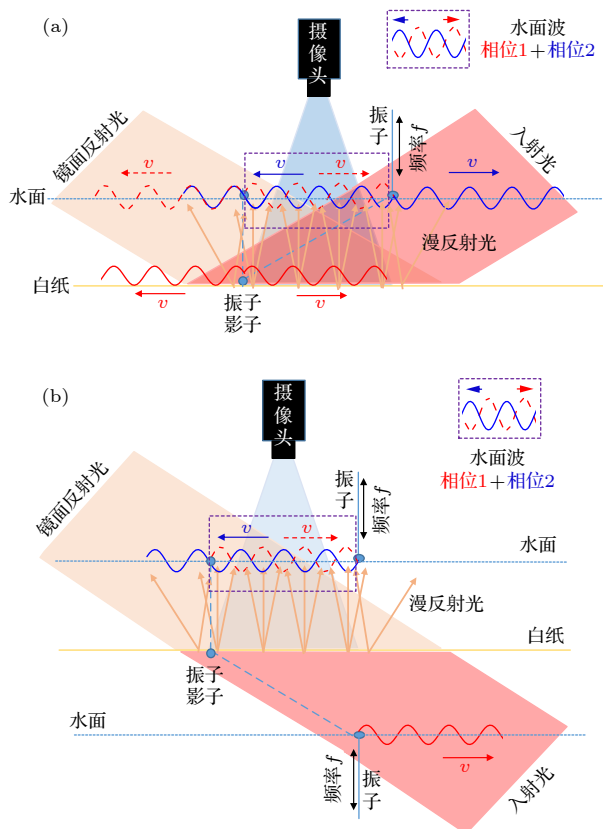


图3 (a) “相位驻波”法测量液体的表面张力系数的实验原理示意图; (b) 实验原理的等效示意图

Fig. 3. (a) Schematic diagram of measuring the surface tension coefficient of liquid by “phase standing wave” method; (b) an equivalent schematic of the experimental principle.

如图 3(a) 所示, 振子以一定频率 f 激发水面产生水面波, 水面波以振子为中心及余弦形式动态传播, 即在二维空间中观察, 振子右侧的水面波向右传播, 左侧的水面波向左传播. 入射光波以一定角度斜入射进入水面后, 会第一次携带水面波所产生相位分布 (类余弦波) 入射到水底白纸上, 同时振子也会在白纸上形成振子影子. 白纸上的光波相位分布也会以振子的影子为中心, 向四周以余弦的形式动态传播, 此时影子右侧的相位波向右传播 (和振子右侧的水面波传播方向一致), 如图 3(a) 中红色波浪线所示. 经过白纸漫反射后, 处于观察方向的一部分漫反射光会携带水面波第一次产生的动态相位瞬时 (皮秒级) 回到水面 (图中红色波浪虚线), 再次与水面波 (图中蓝色波浪线) 相遇, 光波透过水面后, 会携带两次水面波产生的相位, 即在光波的相位中发生了两个水面波的叠加.

在光波的相位中考虑振子和振子的影子之间两个相位波的传播方向, 其中振子左侧的相位波向左传播 (蓝色箭头), 振子影子右侧的相位波 (由振子右侧水面波产生) 向右传播 (红色虚线箭头). 显然在振子和影子连线及周围很小的区域内, 两列波的传播方向是相向的. 而在其他区域, 两列相位波的传播方向都不是相向传播的. 根据驻波形成的条件, 两列水面波需要相向传播才可以在光波的相位中形成驻波, 这就是实验中的条纹只能在振子与振子的影子之间一个比较小的范围内出现的原因.

最后携带相位驻波的光波经过自由空间衍射传播进入到观察的视场, 形成稳定条纹, 即使液面有轻微扰动, 条纹依然能够保持稳定, 且条纹区域只存在与振子和其对应入射光的影子之间. 当光的入射方向改变时, 条纹的区域也会随之变化.

本实验原理还可以等效为从下往上斜入射的光波通过一个水层的上下两个表面, 上表面振子振动激发向左传播的水表面波, 水层的下表面 (入射光镜像) 产生向右传播的水表面波. 此时在振子和振子的影子之间, 入射光相当于通过了一个动态相位光栅, 其透射光携带向左和向右传播的水面波的相位, 形成了“相位驻波”, 且只存在于振子与其影子之间的区域, 如图 3(b) 所示.

实验中采用的白纸, 其作用一方面将携带一次水面波相位分布的入射光反射回水的表面, 使入射光波相位中的两次相位波叠加产生相位驻波; 另一方面形成漫反射可有效增大观察的视场, 从而在各

个方向都可以观察到条纹, 且观察区域的背景光较弱, 有利于实验结果的采集.

前面所提到的在透明水槽下垫黑纸、使用不透明液体, 或是将光源从下方向上入射等实验中, 都不能观察到条纹的主要原因是因为这些实验都不能在光波的相位中实现两次水面波的叠加形成稳定的相位驻波.

一般情况下, 由于重力和表面张力的作用, 液体中波的模式比较复杂, 传播过程中, 同时存在着横波和纵波. 在液体的表面, 表面波的传播可以看作是以横波的形式存在.

本文根据液体表面波色散关系式, 可以通过测量液体表面波波长 λ 来获得液体表面张力系数.

仅考虑液体表面张力时, 表面波的色散关系式为 [13–15]

$$\omega^2 = gk + \frac{\sigma k^3}{\rho}, \quad (1)$$

其中, ω 为表面波角频率, g 为重力加速度, k 为表面波波矢, σ 为所要求的液体表面张力系数, ρ 为液体密度.

将 $k = 2\pi/\lambda_L$, $\omega = 2\pi f$ 代入 (1) 式, 得:

$$\sigma = (\omega^2 - gk) \frac{\rho}{k^3} = \frac{\rho \lambda^3 f^2}{2\pi} - \frac{\rho g \lambda_L^2}{4\pi^2}, \quad (2)$$

其中, f 为振动源的频率, ρ , g 为已知量. 从 (2) 式中可以看出, 只需测量出液体表面波的波长 λ_L , 即可计算出该液体的表面张力系数 σ .

截取振动源所在的竖直平面为坐标平面, 以振子与液面接触点为坐标原点, 向右为 x 轴正向建立坐标系. 按照图 3 中光的传播过程来描述表面张力系数的测量过程及原理.

3.1 光斜入射进入水波, 传播到水底

水面波 (机械波) 的表达式为

$$\begin{aligned} \text{向右传播: } y_1 &= A \cos(\omega t - kx), \\ \text{向左传播: } y_2 &= A \cos(\omega t + kx). \end{aligned} \quad (3)$$

当一束光斜入射到水面时, 由于水面波近似为一个余弦波, 对于该光束而言, 进入水面时, 经历了不同的光程, 从而使光场进入水面后的不同位置获得不同的相位, 经正弦形水波的第 1 次相位调制后, 得到相位分布近似为

$$\varphi_{10}(x, t) = k_0(n-1)y_1 = k_0(n-1)A \cos(\omega t - kx), \quad (4)$$

其中 k_0 为入射光的波矢, n 为水的折射率.

由透射水面波的相位变换函数可以得到, 此时的光场分布 E_{10} 为

$$\begin{aligned} E_{10}(x, t) &= E_0(x, t) \exp(i\varphi_{10}) \\ &= E_0(x, t) \exp[ik_0(n-1)A \cos(\omega t - kx)], \quad (5) \end{aligned}$$

其中 E_0 为入射光光场.

在水槽下方放置一张白纸, 光传播到水底白纸上时, 因为光的传播路径较短, 因此光场分布 E_1 可近似为

$$\begin{aligned} E_1(x, t) &= E_0(x, t) \exp(i\varphi_1(x, t)) \\ &= E_0(x, t) \exp\{ik_0(n-1)A \cos[\omega t - k(x+L)]\}, \quad (6) \end{aligned}$$

其中 L 为光斜入射到水底白纸上产生的水平位移.

3.2 含水波相位信息的光经白纸反射到水面

光从水底反射后再一次经过水面, 即会经水波第 2 次相位调制, 相位分布为

$$\varphi_2(x, t) = k_0(n-1)y_2 = k_0(n-1)A \cos(\omega t + kx). \quad (7)$$

此时光场分布 E_2 为

$$\begin{aligned} E_2(x, t) &= E_1(x, t) \exp(i\varphi_2) \\ &= E_0(x, t) \exp(i\varphi_1) \exp(i\varphi_2) \\ &= E_0(x, t) \exp\{ik_0(n-1)[2A \cos(kx + kL/2) \cos(\omega t - kL/2)]\}. \quad (8) \end{aligned}$$

3.3 含两次相位调制信息的光波传播到摄像头处

由菲涅尔衍射公式, 最终第 2 次经过水面后的光场分布 E_2 传播到摄像头处的光场分布为 E_3 :

$$\begin{aligned} E_3(x', t) &= \frac{2\pi}{i\lambda_0 d} \exp\left(\frac{i\pi x'^2}{\lambda_0 d}\right) \int_0^{+\infty} E_2(x, t) \\ &\quad \times \exp\left(\frac{i\pi x^2}{\lambda_0 d}\right) J_0\left(\frac{2\pi x x'}{\lambda_0 d}\right) x dx, \quad (9) \end{aligned}$$

式中, λ_0 为入射光波的波长, d 为水面至人眼或摄像头的距离,

利用 MATLAB 软件, 根据 (1)–(8) 式可获得光波从入射水面至透射出水面时的两次相位分布及携带两次相位信息的光场 E_2 , 再由光的传播公式 (9) 模拟得到水表面处的光场 E_2 传播至摄像头处的光场 E_3 , 最终获得摄像头上的光强分布. 数据模拟的结果如图 4 所示, 可清晰地看出亮纹出现在相位驻波的波腹位置. 值得指出的是, 根据理论拟

合结果, 本方法所测得的条纹间距与入射光波的波长无关, 只与水面波的波长相关.

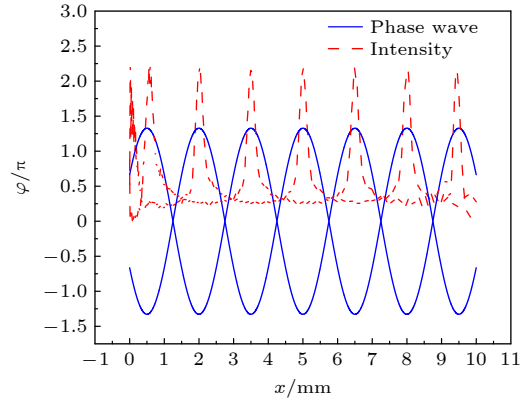


图 4 相位波分布及摄像头处的光强数值模拟图

Fig. 4. Phase wave distribution and numerical simulation of light intensity at the camera.

理论拟合所使用的参数分别为: 水面波的波长 $\lambda_L = 3$ mm, 入射光波的波长 $\lambda_0 = 632$ nm, 水的折射率 $n_0 = 1.332$, 振动源的振动频率 $f = 120$ Hz, 偏移量 $L = 10$ mm, 水面到摄像头的距离 $d = 300$ mm, 水的厚度约为 20 mm.

需要说明的是, 由于光波在水中传播的距离非常短, 因此可以忽略 $\varphi_1(x, t)$ 从水底到水面传播过程中的相位变化, 实际进行数值模拟时也证明了该传播过程引起的相位变化可忽略不计. 由 (7) 式及图 4 可以看出, 经过水波的两度调制后, 相位分布形式为驻波:

$$\begin{aligned} \varphi(x, t) &= \varphi_1(x, t) + \varphi_2(x, t) \\ &= k_0(n-1)2A \cos\left(kx + \frac{kL}{2}\right) \cos\left(\omega t - \frac{kL}{2}\right). \quad (10) \end{aligned}$$

由驻波的性质可知: 两相邻波腹的间距为波长的一半. 由于该处的相位分布与透镜的相位分布类似, 因此远场会出现会聚及发散的光场, 当振动源的频率超过眼睛的响应频率, 人眼会出现“暂存效应”, 从而会在远场观察到稳定的明暗相间的条纹, 即本文中所述的“自干涉”条纹. 由此可得, 亮纹间距 d 和水的表面波 (机械波) 波长 λ_L 的关系为

$$d = \frac{\lambda_L}{2}. \quad (11)$$

将 (11) 式代入 (2) 式, 得:

$$\sigma = \frac{4\rho d^3 f^2}{\pi} - \frac{\rho g d^2}{\pi^2} \quad (12)$$

实验中, 液体密度 ρ 、振动源频率 f 及重力加

速度 g 已知, 利用摄像头对亮条纹进行精确采集, 通过图像自动处理程序, 即可实现亮条纹间距的自动测量及液体表面张力系数的计算.

4 实验过程及数据处理

实验前首先需要对测量装置进行定标, 确定单个像元尺寸所对应实际尺寸的大小. 具体定标过程为:

- 1) 调节摄像头位置 (镜头水平、方格纸刻度线与摄像头采集区底线平行);
- 2) 调节摄像头焦距和光圈, 使图像最清晰, 拍照并导入程序;
- 3) 用数据游标选中相距 1 cm 的两点, 读取像素差;
- 4) 计算像元尺寸与实际长度的比例. 本文中, 每个像元尺寸所对应的实际长度为 $90\ \mu\text{m}$.

本实验中, 透明水槽的内部尺寸长 276 mm, 宽 269 mm, 高 35 mm, 水槽中水的厚度为 20 mm 左右, 光源为普通的白光光源, 摄像头 (汇博士 Q2) 的图像传感器为 CMOS, 最大分辨率为 1920×1080 . 为了验证本实验方案的有效性, 分别进行了不同频率下自来水表面张力系数的测量及固定频率时不同透明溶液表面张力系数的测量. 另外本文还利用激光光源对实验进行了验证, 激光光源 (深圳市红外线激光科技有限公司, HW650D5-16GC) 的波长为 650 nm, 输出功率为 0.4—5 mW 可调.

首先在水槽中倒入自来水, 水温约为 $25\ ^\circ\text{C}$ 不变, 改变振动源的频率, 进行多次测量. 从表 1 和图 5 中可以看出, 条纹间距 d 随频率的增大而减小, 测量获得的表面张力系数基本保持一致, 说明该方法在不同频率下都能准确地测量液体的表面张力系数.

表 1 不同频率下自来水表面张力系数的测量结果
Table 1. Measurement results of surface tension coefficient of water at different frequencies.

序号	频率 f/Hz	亮纹间距 d/mm	表面张力系数 $\sigma_i/(10^{-3}\ \text{N}\cdot\text{m}^{-1})$
1	60	2.479	69.8
2	80	2.052	70.4
3	100	1.756	68.9
4	120	1.574	71.5
5	140	1.404	69.1
6	160	1.296	71.0
7	180	1.188	69.2

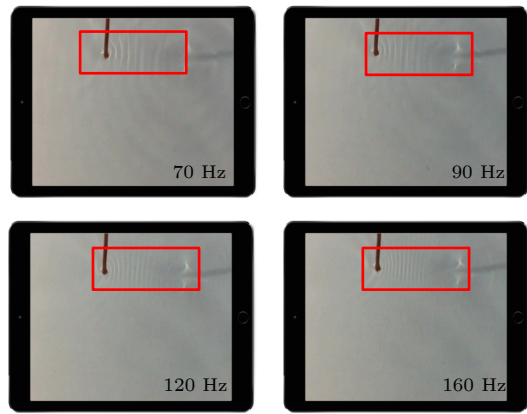


图 5 不同频率下的“自干涉”条纹

Fig. 5. “Self-interference” fringes at different frequencies.

本实验还测量了含洗手液水溶液的表面张力系数, 实验过程中保持温度约为 $25\ ^\circ\text{C}$, 振动源的频率为 100 Hz, 在水槽中先后倒入自来水和洗手液, 实验结果见表 2, 从实验结果可以看出, 在同一频率、同一温度下, 洗手液溶液的亮纹间距明显小于水的亮纹间距, 当水中混合洗手液后, 表面张力系数明显变小.

表 2 频率为 100 Hz 时, 自来水和含洗手液水溶液的表面张力系数测量结果

Table 2. Measurement results of surface tension coefficient of water and aqueous solution containing hand sanitizer at the frequency of 100 Hz.

序号	自来水		水溶液 (含洗手液)	
	亮纹间距 d/mm	表面张力系数 $\sigma_i/(10^{-3}\ \text{N}\cdot\text{m}^{-1})$	亮纹间距 d/mm	表面张力系数 $\sigma_i/(10^{-3}\ \text{N}\cdot\text{m}^{-1})$
1	1.756	68.9	1.512	44.0
2	1.763	69.8	1.506	43.5
3	1.764	69.9	1.487	41.9
4	1.748	68.0	1.487	41.9
5	1.742	67.3	1.494	42.5
6	1.754	68.7	1.490	42.1

从表 2 可以看出, $25\ ^\circ\text{C}$ 时, 水的表面张力系数 $\sigma_1 = (68.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}\ \text{N/m}$, 洗手液的表面张力系数 $\sigma_2 = (42.7 \pm 0.4) \times 10^{-3}\ \text{N/m}$.

最后, 为了说明在实验中, 光波只是作为机械波相位的载体, 不同波长及相干性的光波对实验测量结果没有影响, 利用激光重复了该实验, 实验现象如图 6 所示, 亮纹的间距与白光光源的结果一致, 说明条纹间距与入射光波长无关, 证明该实验方法及原理的正确性.

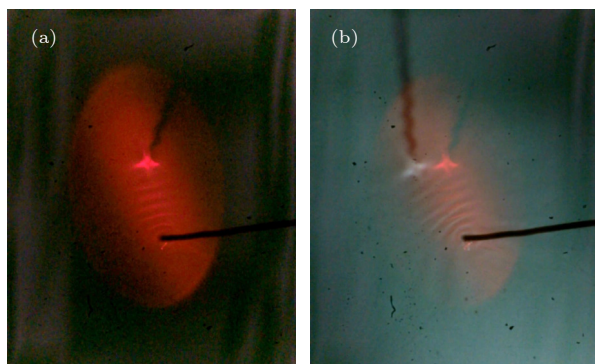


图 6 (a) 激光照射下液体表面波形成的条纹图像; (b) 激光和白光照射下液体表面波形成的条纹对比图

Fig. 6. (a) Fringes formed by liquid surface wave under laser irradiation; (b) contrast of the fringes formed by liquid surface waves illuminated by laser and white light.

5 结 论

本文设计了一种适用于透明液体表面张力系数的非接触式光学测量方法, 对该方法的原理进行了详细介绍, 提出“相位驻波”理论成功解释了“自干涉”条纹形成的原因. 该方法中光波作为机械波相位信息的载体两次通过水面产生的相位波的叠加产生相位驻波, 最终形成“自干涉”条纹. 本实验装置简单, 操作方便, 实验现象直观明显, 亮条纹清晰稳定, 抗干扰能力强, 且可全方位观察. 结果准确, 可实际应用于透明液体表面张力系数的测量.

参考文献

- [1] Javadi A, Habibi M, Taheri F S, Moulinet S, Bonn D 2013 *Sci. Rep.* **3** 1412
- [2] Lee J H, Kim C J 2000 *J. Microelectromech. Syst.* **9** 171
- [3] Ragesh P, Ganesh V A, Nair S V, Nair A S 2014 *J. Mater. Chem. A* **2** 14773
- [4] López C, Hirs A 2008 *Nat. Photon.* **2** 610
- [5] Nazmul H, Hanseup K, and Carlos H M 2016 *Opt. Express* **24** 13334
- [6] Na X 2021 *Chin. Phys. B* **30** 104702
- [7] Michela P, Vladimir V R, Marcella I 2022 *J. Phys. Condens. Matter* **34** 044003
- [8] Polovnikov K E, Gumerov R A, Potemkin I I 2016 *Macromolecules* **49** 6599
- [9] Kou H B, Li W G, Zhang X Y, Xu N D, Zhang X H, Shao J X, Ma J Z, Deng Y, Li Y 2019 *Fluid Phase Equilib.* **484** 53
- [10] Dogan A, Arslan H 2018 *Philos. Mag.* **98** 2529
- [11] Mengsu P, Timothy T D, Cuong V N, Anh V N 2021 *Langmuir* **37** 2237
- [12] Zhang F J, Chen Y, Gao X, Liu Z, Zhang Z Q 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 200202 (in Chinese) [张福建, 陈悦, 高翔, 刘珍, 张忠强 2021 物理学报 **70** 200202]
- [13] Tang L, Liu G N, Qian J et al. 2016 *Eur. J. Phys.* **37** 025801
- [14] Saepuzaman D, Nugraha M G, Dewi R et al. 2018 *Pertanika J. Sci. Technol.* **26** 1435
- [15] Samad A, Siamak M, Mohsen M, Mohammad T A, Farhad S 2008 *J. Chem. Chem. Eng.* **27** 7
- [16] Christov N C, Danov K D, Kralchevsky P A, et al. 2006 *Langmuir* **22** 7528
- [17] Zhu F, Miao R C, Xu C L, Cao Z Z 2007 *Am. J. Phys.* **75** 896
- [18] Luo D B, Qian L L, Dong L W, Shao P, Yue Z M, Wang J, Shi B, Wu S B, Qin Y P 2019 *Opt. Express* **27** 16703
- [19] Nikolic D, Nesic L 2012 *Eur. J. Phys.* **33** 1677
- [20] Lighthil J 1978 *Waves in Fluids* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [21] Behrooz F, Perkins A 2006 *Am. J. Phys.* **74** 957
- [22] Crawford F S 1987 *Am. J. Phys.* **55** 171

Measuring surface tension coefficient of liquid by “phase standing wave” method*

Sha Jin-Qiao^{1)†} Yu Yi-Qing²⁾ Yang Jun-Yi²⁾ Fan Jun-Liu¹⁾

1) (*School of Physical Science and Technology, Suzhou University of Science and Technology, Suzhou 215009, China*)

2) (*School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou 215006, China*)

(Received 28 March 2022; revised manuscript received 16 August 2022)

Abstract

The surface tension of liquid is an important parameter to characterize the properties of liquid. The non-contact method of measuring the surface tension coefficient of liquid has the advantages of being fast, non-destructive, simple and practical. A new non-contact method of measuring the surface tension coefficient of transparent liquid based on the theory of light propagation is developed, and a special phenomenon of “self-interference” is discovered. The “Phase Standing Wave” theory is proposed to explain the phenomenon.

The surface wave of the liquid is excited by a frequency-adjustable vibration source (oscillator), and it propagates dynamically in the form of oscillator and cosine wave. When the white light source or laser is incident on the liquid surface obliquely, the phase distribution (cosine-like wave) generated by the light wave carrying the surface wave is first incident on the white paper which is located at the bottom of liquid, and the oscillator will also form the oscillator shadow on the white paper. The phase distribution of the light wave on the white paper spreads around dynamically in the form of cosine wave centering on the oscillator shadow. After diffuse reflection from the white paper, part of the diffuse reflection light in the observation direction carries the dynamic phase generated by the surface wave the first time back to the liquid surface and meets the surface wave again. After the light wave passes through the surface, it carries the phase generated by the surface wave the second time, that is, the superposition of two surface waves occurs in the phase of the light wave. In the phase of the light wave, the phase wave of the oscillator will propagate in the direction of the oscillator shadow, and the phase wave of the oscillator shadow will propagate in the direction of the oscillator.

According to the conditions of forming standing waves, two surface waves propagating in the opposite directions can form standing waves, so the phase standing waves can exist only within a relatively small range between the oscillator and the oscillator shadow. Thus the dark and bright “self-interference” with stable stripes can be observed in the far field. When white light and laser are used as light sources respectively, the fringe spacing remains unchanged, indicating that the fringe spacing is independent of the wavelength of incident light, and the light wave is only the carrier of the mechanical wave phase. The light waves with different wavelengths and coherences have no influence on the experimental measurement results.

The fringe spacing is measured automatically by analyzing and processing the image captured by camera. According to the dispersion relationship of surface waves, the surface tension coefficient of water is obtained automatically and accurately. The experimental setup is simple and easy to operate, the experimental phenomenon is intuitive, the stripes are clear and stable, and the anti-interference capability is strong, and can be observed in all directions. It can be widely used to measure the surface tension coefficients of other transparent liquids.

Keywords: self-interference, standing wave phase, surface tension coefficient

PACS: 68.03.Cd, 42.25.Hz, 42.25.Bs

DOI: 10.7498/aps.71.20220569

* Project supported by “Fourteenth Five-Year Plan” Key Disciplines Construction Funds of Jiangsu Province, China (Grant No. 2021135).

† Corresponding author. E-mail: 471736918@qq.com

“相位驻波”法测量液体的表面张力系数

沙金巧 虞一青 杨俊义 范君柳

Measuring surface tension coefficient of liquid by “phase standing wave” method

Sha Jin-Qiao Yu Yi-Qing Yang Jun-Yi Fan Jun-Liu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 226801 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220569

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220569>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

夸克介子模型的相图和表面张力

Phase structure and surface tension in quark meson model

物理学报. 2019, 68(18): 181101 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190798>

强子夸克相变表面张力解析求解

Analytical solution of surface tension of quark-hadron phase transition

物理学报. 2022, 71(21): 211101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220659>

最优输运无网格方法及其在液滴表面张力效应模拟中的应用

Optimized transportation meshfree method and its application in simulating droplet surface tension effect

物理学报. 2021, 70(24): 240203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211078>

各向异性表面张力对定向凝固中共晶生长形态稳定性的影响

Effect of anisotropic surface tension on morphological stability of lamellar eutectic growth in directional solidification

物理学报. 2018, 67(11): 118103 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180186>

表面张力对高雷诺数Rayleigh-Taylor不稳定性后期增长的影响

Effect of surface tension on late-time growth of high-Reynolds-number Rayleigh-Taylor instability

物理学报. 2021, 70(11): 114701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201960>

耦合界面张力的三维流体界面不稳定性的格子Boltzmann模拟

Lattice Boltzmann simulation of three-dimensional fluid interfacial instability coupled with surface tension

物理学报. 2022, 71(4): 044701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212061>