

参赛队员姓名：魏楚朋、谢晓蕾、王梓博

中学：南京外国语学校

省份：江苏省

国家/地区：中国

指导教师姓名：何亮

指导教师单位：南京大学

论文题目：超声波下的光之舞：声致发光的奥秘

探索

超声波下的光之舞：声致发光的奥秘探索

魏楚朋 谢晓蕾 王梓博

南京外国语学校

摘要：枪虾在捕食过程中，会用力闭合其大螯，从而挤出速度高达 32 m/s 的水柱。这股高速水柱如同子弹一般射向猎物，伴随着类似枪响的声音，将猎物击倒。更为神奇的是，在这一过程中，竟然会闪现出蓝色的光芒，这就是所谓的声致发光现象。这一现象背后的原因是什么呢？为了揭示其物理机制，本论文建立了一个超声波压缩水中的气泡，从而激发出可见光的物理模型——绝热-相变模型。该模型涵盖了水中气泡在声压作用下的膨胀与收缩过程，气泡内部气体温度随体积变化的规律，以及基于普朗克黑体辐射方程的热致发光现象。通过这一模型，我们建立了发光强度与驱动声压、液体表面张力和液体温度等参数之间的定量关系，为理解声致发光现象提供了理论依据。此外，本研究还成功搭建了声致发光实验装置，定量地测量到了激发出的光强，并系统地研究了超声驱动功率、环境温度及表面活性剂对发光强度的影响规律。我们的实验数据与理论模型相互验证，显示了该声致发光模型的正确性。本论文不但提出了一个可有效解释声致发光现象的物理模型，还提出了调节声致发光强度的具体策略，为声致发光技术在生物医学、环境监测等领域的应用提供了理论基础。



枪虾的大螯产生高速水柱与声致发光现象

关键词：声致发光，绝热膨胀，气液相变，驱动声压，表面张力

目录

I. 引言.....	5
II. 声致发光的理论模型.....	8
2.1 理论模型的总体思路.....	8
2.2 声致发光的物理模型推导.....	9
2.2.1 气泡壁的动力学模型.....	9
2.2.2 气泡内气体的绝热膨胀模型.....	14
2.2.3 气泡内水蒸气的气液相变.....	16
2.2.4 黑体辐射与气泡的发光.....	18
2.3 气泡发光强度与主要物理参数的定量关系.....	20
2.3.1 气泡发光强度与驱动声压.....	20
2.3.2 气泡发光强度与表面张力.....	21
2.3.3 气泡发光强度与环境温度.....	22
III. 声致发光的实验与讨论.....	24
3.1 声致发光实验装置与实验步骤.....	24
3.2 预备实验.....	26
3.2.1 实验过程.....	26
3.2.2 数据处理与结果分析.....	27
3.3 实验一：超声驱动功率对发光强度的影响.....	30
3.4 实验二：表面活性剂对发光强度的影响.....	33
3.5 实验三：环境温度对发光强度的影响.....	40
IV. 结论与展望.....	43
V. 参考文献.....	45
VI. 致谢.....	46
VII. 附录.....	48

VIII. 实验时间与地点.....	55
IX. 成员分工.....	63
X. 成员介绍.....	64

2024 S.-T. Yau High School Science Award
仅用于2024丘成桐中学科学奖论文公示

第一章 引言

你听说过，有一种能够瞬间爆发出 4500°C 的高温，手上自带“小手枪”，可以迅速击倒敌人的虾吗？这种生活在大海里疯狂的小生物，叫做“枪虾”。

这只看似微小的生物，却拥有着特殊且迷人的捕猎方式。不似其他虾用大螯直接抓取猎物的模式，枪虾它装备齐全，在捕食的过程中，会把它们的大螯迅速张开闭合，然后发射出一道速度高达 32m/s 的水柱，这道水柱像子弹一样弹射向猎物，直接击杀甚至贯穿猎物，实在是令人惊奇。



图 1.1: 枪虾的大螯产生高速水柱与声致发光现象^[1]

更加神奇的是，在这个过程中，水柱的边缘还会闪耀出明亮的光芒（如图 1.1 所示），查遍资料了解到，导致这个发光现象的原因是高速的水流在时空上产生压力起伏，形成了负压区域，从而导致液体中的结构（如空化核）逐渐形成微米量级的气泡。可不要小看这些气泡哦，这些气泡的威力可是相当惊人的。枪虾发出的这些气泡，因内外的压力差被迅速挤压，变小，导致最终破裂，在破裂的一瞬间，除了巨大的爆裂声，还会同时产生亮光 and 高温，且温度可瞬间高达 4500°C ，这个现象，叫做“声致发光”。^[2]

对于“声致发光”的发现和 research，可以追溯到 20 世纪初，期间经历了多个重要阶段。

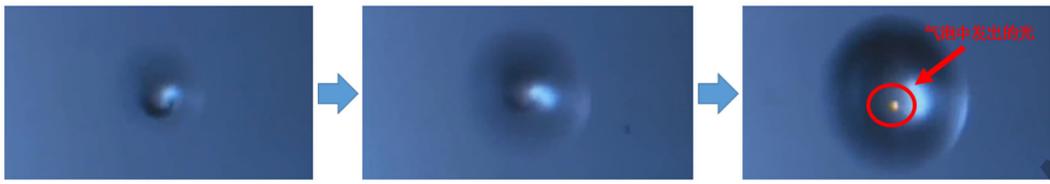


图 1.2: 科学家首次观察到的声致发光影像^[3]

德国科隆大学的两位学者 H. Frenzel 和 H. Schultes，早在 1934 年研究声纳技术时，由于希望加速显影过程，将超声换能器放置在照相显影液罐中，却意外在显影后的胶片上观察到微小光点（见图 1.2）。他们因而发现，流体中的气泡在超声波的作用下，正在发着神秘的光^[3]。但由于早期实验环境，水下环境复杂，气泡时间太短等因素，难以分析此种现象，于是这一发现最初被命名为多“气泡声致发光（Multi-bubble Sonoluminescence, MBSL）”。

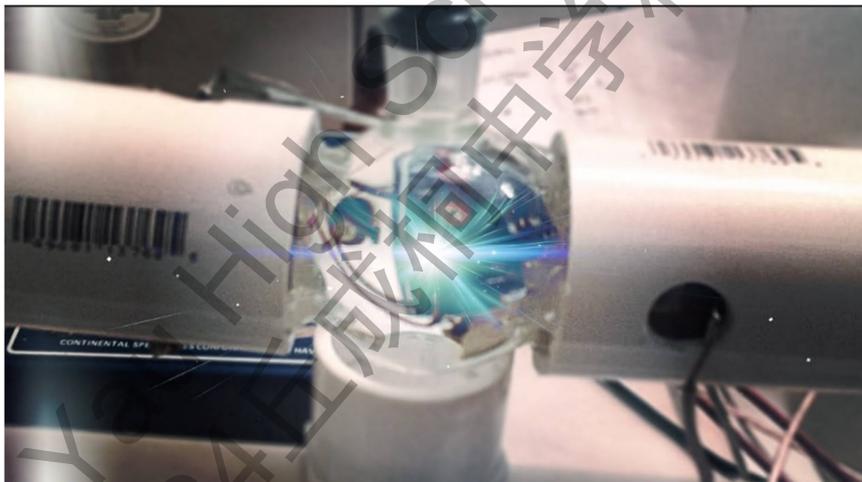


图 1.3: 声致发光的奇妙现象

作为声学 and 流体力学领域的重要现象，“气泡声致发光”涉及到声波在液体中引起的气泡动态行为以及由此产生的光发射（见图 1.3）。这一现象的发现，使物理学的内容更加丰富，更重要的是，它为后续的单气泡声致发光（Single-bubble Sonoluminescence, SBSL）研究奠定了基础。科学发展到 1960 年，帝国理工大学的

Peter Jarman 首次提出了声致发光理论，认为其基本上是由热起源的，可能是由空腔坍塌的微震引起的^[4]。

如今，声致发光已经跨越了简单理论研究阶段，随着科学的创新和发展，其为生物医学、国防军事、环保、工业检测、科学研究等领域的开发和利用提供了更多的可能性。例如，通过超声激发荧光分子在活体内产生发光信号，实现高强度的光学信号的成像新方法^[5]；在鱼雷前端利用声致发光原理产生超声空化现象，从而减小阻力，形成超空泡鱼雷（见图 1.4），为军事领域做出极大贡献^[6]。

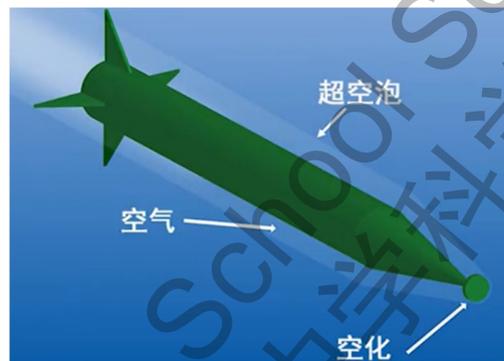


图 1.4: 超空泡鱼雷

本文将探索声致发光现象及其影响因素。以水为主要研究液体，探究声致发光现象与超声强度、液体表面张力以及液体温度的关系，从而对影响声致发光现象的因素产生更加全面和系统的理解认知。

本文主要分为以下几个部分：

- 1、声致发光的绝热-相变模型
- 2、声致发光实验系统与预备实验。
- 3、超声强度、表面活性剂以及液体温度对声致发光的影响规律
- 4、对本文内容的总结及展望。

第二章 声致发光的理论模型

2.1 理论模型的总体思路



图 2.1: 气泡声致发光的理论模型构建框架

为了理解气泡的声致发光这个物理现象，我们考虑这样一个物理过程（图 2.1）。第一步，根据现有文献^[7-9]建立了气泡壁在周期性超声作用下的动力学模型，推导出随着时间变化，气泡半径与初始半径、声能和表面张力等参数之间的关系。第二步，由于气体的膨胀和收缩过程时间很短暂，可以忽略热传导。因此我们把这个过程当作是绝热过程，故可采用绝热膨胀方程。第三步，进一步引入了在气泡的膨胀和收缩过程中，气泡内部水蒸气的气液相变过程的能量修正。由此推导出来在周期性的超声作用下，气泡内部的温度随时间的周期性变化情况。第四步，考虑到气体温度极高时其发光是一个黑体辐射的过程，由此建立了发光强度与温度的关系。综上所述，最终得到了气泡发光强度与相关参数的依赖关系。

2.2 声致发光的物理模型推导

2.2.1 气泡壁的动力学模型

首先仅考虑单个气泡的动力学过程。这里我们需要先做一些假设：水是牛顿流体，是不可压缩的，具有均匀的粘度；气泡是均匀球体，只有径向的速度，且气泡的中心不动。接下来分析液体微元受到的所有作用力，以 x 方向为例，如图 2.2 所示。

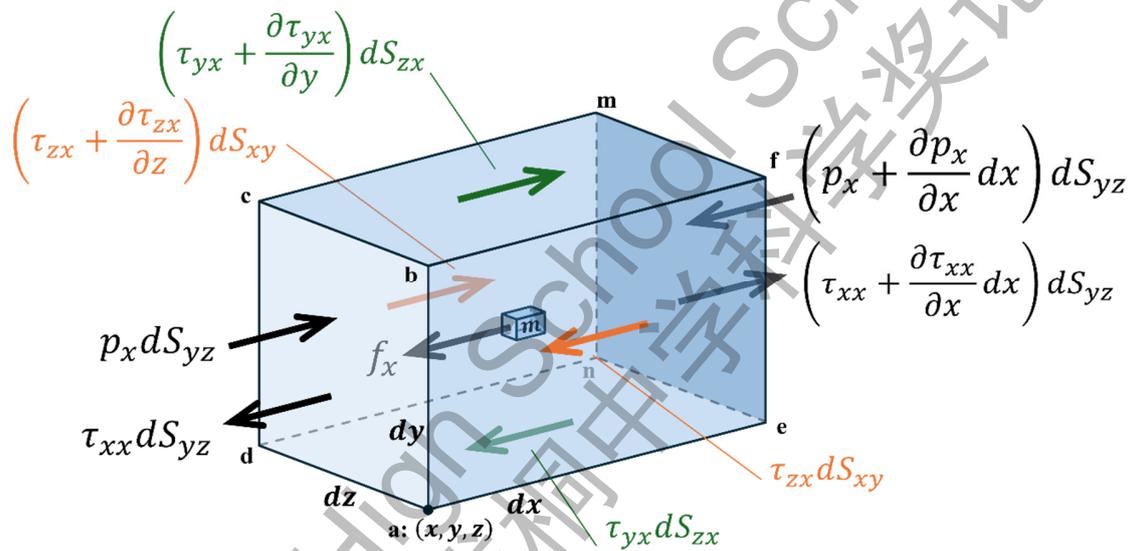


图 2.2: 液体受力分析图，其中 τ_{ij} 代表面矢量为 i 方向的面对于 j 方向上粘性应力的贡献， f_x 代表微元受到的 x 方向上单位质量受到的力， p_x 代表面 $abcd$ 上受到的压强

a. 外力：对于单位质量液体所受外力，用 f_x 来表示，则微元受到的重力可写为：

$$F_f = f_x \rho dx dy dz \quad (2.1)$$

b. 压力：再考虑微元受到的压力，若左侧面元（图 2.2 的 $abcd$ 面）所受压力为 $F_{pl} = p_x dy dz$ ，则右侧面元（图 2.2 的 $efmn$ 面）所受压力为 $F_{pr} = p_{(x+dx)} dy dz =$

$(p_x + \frac{\partial p_x}{\partial x} dx) dydz$ 。考虑力的作用方向，那么微元在 x 方向上压力的合力为

$$F_p = -\frac{\partial p_x}{\partial x} dx dy dz \quad (2.2)$$

c. **粘滞力**：接下来分析粘性力，该力的大小由牛顿粘性力方程给出：

$$\tau = \mu \frac{du}{dz} \quad (2.3)$$

其中 τ 是粘性应力， μ 是粘性系数， u 是速度， z 是与速度垂直的方向。同样的，我们分析上下表面与前后表面，那么

$$F_\tau = \left(\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \right) dx dy dz \quad (2.4)$$

自此所有的受力结合 (2.1 + 2.2 + 2.4) 可得：

$$F_x = \left(-\frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + f_x \rho \right) dx dy dz \quad (2.5)$$

根据牛顿第二定律 $F_x = ma_x$ ，代入方程(2.5)可得

$$\rho a_x = -\frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + f_x \rho \quad (2.6)$$

这里考虑了 $\rho dx dy dz = dm$ 。流体质点的加速度分为当地加速度和对流加速度。其中当地加速度是指空间某点处由于流动的非定常性而体现出来的加速度，而对流加速度是指由于空间的不均匀性而产生的加速度。这两者的区别为是当地加速度与时间有关，而对流加速度与空间有关。流体质点的加速度可以由下面式子给出：

$$a_x = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.7)$$

基于斯托克斯(Stokes)的正应力关系式^[10]，可获得粘性正应力的表达式：

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3} \mu \left(-2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.8)$$

其中 u, v, w 分别代表 x, y, z 方向上的分量速度。而牛顿流体的剪切力可表示为:

$$\tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2.9)$$

$$\tau_{zx} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.10)$$

将以上关系式均代入方程(2.6)可得 x 方向上纳维-斯托克斯 (Navier-Stokes equations) 方程:

$$\begin{aligned} & \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \\ & f_x \rho - \frac{\partial p_x}{\partial x} - 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

同理也可得另外两个方向的纳维-斯托克斯方程, 通过改写为梯度的方式可将三个方向一同描述为:

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \mathbf{f} - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{P} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{3} \frac{\mu}{\rho} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \quad (2.12)$$

其中 $\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} + \mathbf{u} \cdot \nabla$ 。对于不可压缩流场, 在无源的情况下显然有 $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$, 因此方程(2.12)可简化为以下形式:

$$\frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \mathbf{f} - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{P} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2.13)$$

考虑球对称情况, 将其在球坐标系下展开, 可得:

$$\rho_L \left[\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right] = f_r - \frac{\partial p}{\partial r} + \mu_L \left[\nabla^2 u_r - \frac{2u_r}{r^2} \right] \quad (2.14)$$

其中 ρ_L 和 μ_L 分别代表液体的密度和粘度; f_r 代表半径方向的总力, 在实验条件下为零; u_r 代表液体在 r 处的速度; p 代表液体中的压强。等式左边是某一区域的动量

变化，右边分别是压强、积分力和粘度力。为了求解该方程，需要寻找速度 u_r 与其他物理量之间的关系。

气泡的膨胀和压缩会带来周围的水分子运动，并由此产生了液体在 r 处的速度 u_r 。以膨胀过程为例，如图 2.3 所示，半径为 R 的气泡经过 dt 时间后膨胀至半径 R' 大小，气泡的膨胀推动气泡外的水分子也随之向外挤压，最终导致液体在 r 处的水移动至 r' 处。

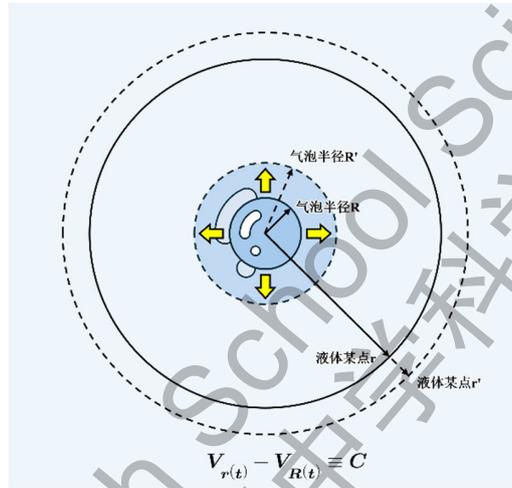


图 2.3: 气泡膨胀过程中液体任意点坐标关系示意图

考虑到最初的假设，即水不可压缩、气泡中心不动且气泡变化球对称。因此半径 r 所包含的水与 r' 所包含的水含量应保持一致，即 $V_r - V_R = V_{r'} - V_{R'}$ ，也可以写

为 $V_{r(t)} - V_{R(t)} = C$ 。对时间 t 求导后可得 $\frac{d[\frac{4\pi}{3}(r^3 - R^3)]}{dt} = 0$ 关系式，化简后可得：

$$\frac{u_r}{u_R} = \frac{dr/dt}{dR/dt} = \frac{R^2}{r^2} \quad (2.15)$$

将方程(2.15)代入方程(2.14)后可得以下定积分式并化简，需要注意粘性项在代入过程中被归纳入有效压力中^[11]。

$$-\frac{1}{\rho_L} \int_{P(R)}^{P_\infty} dP = \int_R^\infty \left[\frac{1}{r^2} \left(2R \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + R^2 \frac{d^2R}{dt^2} \right) - \frac{2R^4}{r^5} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right] dr \quad (2.16)$$

$$\frac{P(R) - P_\infty}{\rho_L} = R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (2.17)$$

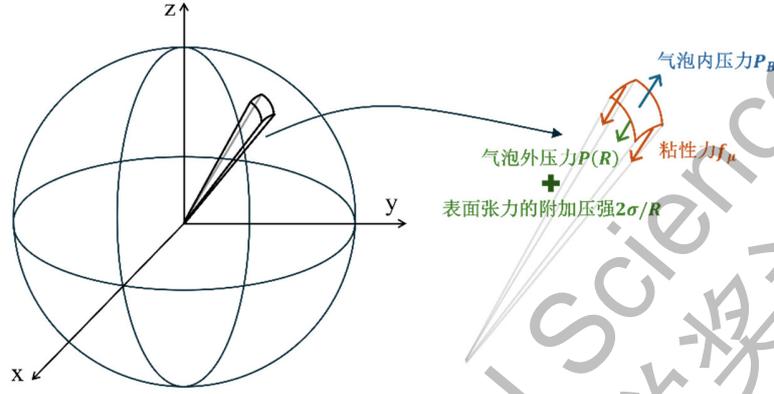


图 2.4: 气泡表面微元的受力分析图

由于上式积分过程中将粘度作用纳入有效压力中，因此需要考虑边界条件。设 σ_{rr} 为液体中从气泡中心径向向外的法向应力。对于密度和粘度恒定的流体，在球坐标系下法向应力为：

$$\sigma_{rr} = -P + 2\mu_L \frac{\partial u}{\partial r} \quad (2.18)$$

对于气泡表面的微元受力分析如图 2.4 所示，则表面微元的单位面积上合力为：

$$\sigma_{rr}(R) + P_B - \frac{2\sigma}{R} = -P(R) - \frac{4\mu_L}{R} \frac{dR}{dt} + P_B - \frac{2\sigma}{R} \quad (2.19)$$

其中 P_B 表示气泡内朝外的内压力， $P(R)$ 表示气泡外向内的外压力， $\frac{2\sigma}{R}$ 表示表面张力所带来的附加压强， $-\frac{4\mu_L}{R} \frac{dR}{dt}$ 为微元所受到的粘性力。由于边界上不存在质量转移，因此单位面积上的合力为零，即方程(2.19)的值恒为零，则可得：

$$P(R) = P_B - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\mu_L}{R} \frac{dR}{dt} \quad (2.20)$$

再将方程(2.20)代入方程(2.17)，就得到了著名的瑞利-普莱塞特方程(Rayleigh-Plesset equation)

$$\frac{P_B(t) - P_\infty(t)}{\rho_L} = R \frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{2\sigma}{\rho_L R} + \frac{4\mu_L}{\rho_L R} \frac{dR}{dt} \quad (2.21)$$

其中，对于液体中的压力：

$$P_\infty = p_h - p_M \sin \omega t \quad (2.22)$$

p_h 和 p_M 分别为静水压力和外界激发超声的声压振幅， ω 为超声振动的角频率。

2.2.2 气泡内气体的绝热膨胀模型

求解瑞利-普莱塞特方程需要知道气泡内气体压力 P_B 与气泡半径 R 之间的关系。因此首先假设气泡内气体压力是均匀的，再忽略气泡壁上面的热传导，则气泡内部气体的膨胀和压缩过程均为绝热过程。基于以上假设，可将理想气体状态方程 $PV = nRT$ 和理想气体绝热方程 $PV^\gamma = P_0V_0^\gamma$ 代入方程(2.21)得到以下关系：

$$P_B(t) = \left(p_h + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \frac{(R_0^3 - h^3)^\gamma}{[R(t)^3 - h^3]^\gamma} \quad (2.23)$$

$$T(t) = \frac{(R_0^3 - h^3)^{\gamma-1}}{[R(t)^3 - h^3]^{\gamma-1}} T_0 \quad (2.24)$$

其中 γ 为气体绝热指数， R_0 为气泡的环境半径（即非受迫气泡处于平衡状态时的半径）， h 为范德华硬核半径(Van der Waals hardcore radius)由气体分子本身的体积决定。

表 2.1: 数值计算采用参数

变量名称	$R_0(\mu\text{m})$	$p_m(\text{Pa})$	$\omega(\text{rad/s})$	$P_\infty(\text{Pa})$	$\sigma(\text{N/m})$	$\mu(\text{N}\cdot\text{s})$
数值大小	40	100 000	50000π	101000	0.072	0.001

通过代入参数数值计算温度表达式 (2.23) 可得气泡半径和气体温度的图像, 如图 2.5a 所示。将气泡内气体压强表达式 (2.22) 代入瑞利-普莱塞特方程 (2.21), 加上已知的物理参数 (表 2.1), 可得气泡半径及气体温度与时间的数值解, 如图 2.5b 所示。

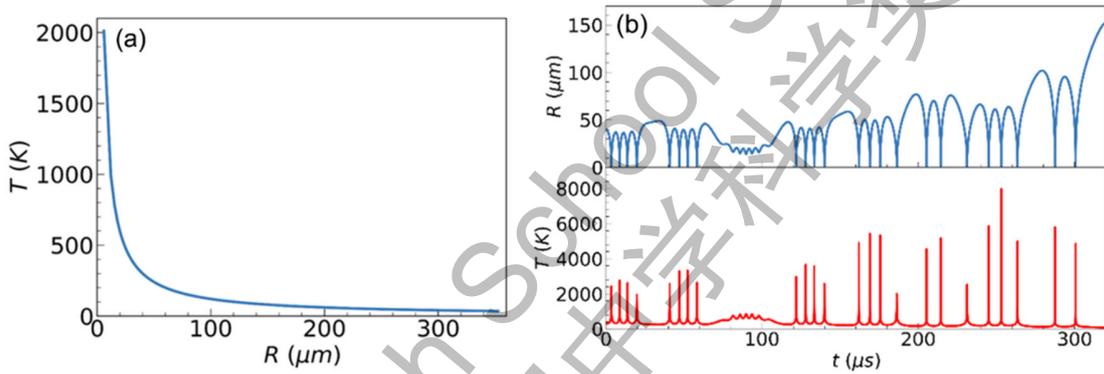


图 2.5: (a) 气泡半径与气泡内温度依赖关系图 (绝热模型); (b) 绝热模型下, 气泡半径和气泡温度随着时间的演化关系图。

观察图 2.5b 可知, 经过初期的 $120 \mu\text{s}$ 弛豫震荡后, 气泡的半径与温度呈现出来一定的周期性震荡。气泡内气体温度的震荡范围为室温至 6000 K ; 同时气泡半径的震荡范围从最小的 $3 \mu\text{m}$ 至最大 $100 \mu\text{m}$ 。观察图像可得, 气泡半径与气体温度呈现强烈的负相关性, 这也符合理想气体绝热过程的物理图像。但是整个震荡的周期性并不完美且平均周期为 $13 \mu\text{s}$, 这同超声波的驱动频率 25kHz ($40 \mu\text{s}$) 不一致。因此需要对这一理论进行更进一步的模型修正。

2.2.3 气泡内水蒸气的气液相变

考虑到水溶液中的气泡内部不可避免地有一部分水蒸气的存在。在气泡膨胀/收缩的过程中，其水蒸气也会出现气/液相变导致的放热/吸热过程。因此，我们需要考虑这个相变过程对绝热膨胀模型带来的能量修正。首先假设气泡内部的气压等于水蒸气分压和剩余气体分压之和，即 $P_B = P_g + P_v$ 。其中 P_g 和 P_v 分别表示气泡中气体的分压和水蒸汽的分压。则可将方程(2.21)重写为以下形式：

$$\frac{P_g + P_v - P_\infty}{\rho_L} = R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{2\sigma}{\rho_L R} + \frac{4\mu_L}{\rho_L R} \frac{dR}{dt} \quad (2.25)$$

根据[8]，当气泡压缩时其壁面速度大大超过临界值 v_{cr} ，因此液体和蒸汽来不及蒸发和凝结，故蒸汽依旧表现为气体。因此得到以下方程：

$$p_g + p_v = \left[\left(p_{g0} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^3 + p_s \right] \left(\frac{R(t)}{R_0} \right)^{3\Gamma} \quad (2.26)$$

其中 p_{g0} , p_s 分别为初始气泡内部气体压强和液体在恒定环境温度 T_∞ 时饱和蒸气压强。将以上方程代入方程(2.25)，可得到如下微分方程：

$$\frac{1}{\rho_L} \left[p_h - p_M \sin \omega t + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\mu_L \dot{R}}{R} - \left[\left(p_{g0} + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 + p_s \right] \left(\frac{R}{R_0} \right)^{3\Gamma} \right] = 0 \quad (2.27)$$

考虑到体系中的水蒸气修正，仅仅使用理想气体状态方程描述气泡内部的热力学过程是不够的。因此，我们引入克拉伯龙 (Krabbe-Lund) 方程(2.28)，描述两相物质（体系中为液体水和水蒸气）之间的压力、温度和体积变化的关系。

$$\frac{p_v}{p_s} = e^{\frac{L}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)} \quad (2.28)$$

其中 L 为气液间的相变潜热，即如水变成水蒸气时所吸收的热量。 R 代表热力学常数， T_0 对应初始温度， p_s 对应 T_0 温度下的饱和蒸气压。

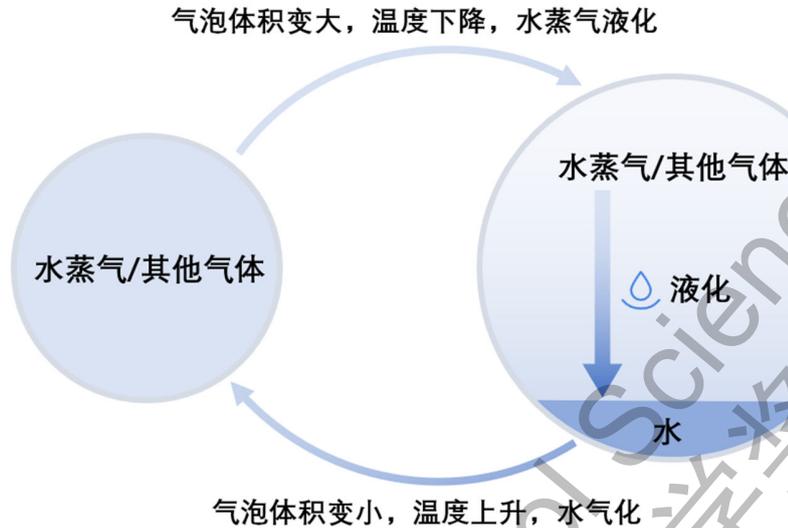


图 2.6: 气泡内水蒸气相变过程示意图

基于克拉伯龙方程和理想气体模型(2.29), 可得到如下压力和温度之间的关系:

$$\frac{p_g}{p_{g0}} = \frac{R_0^3 T}{R^3 T_0} \quad (2.29)$$

$$p_{g0} \frac{R_0^3 T}{R^3 T_0} + p_s e^{\frac{L}{R}(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T})} = \left[\left(p_{g0} + \left(\frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^3 + p_s \right) \left(\frac{R}{R_0} \right)^{3\Gamma} \right] \quad (2.30)$$

利用方程(2.30)可得气泡温度与气泡半径的关系, 其中水的饱和蒸气压 p_{v0} 是一个与温度有关的变量。因此方程是一个超越方程, 故无法获得对应的解析解。但依然可以通过设定相关参数来获得对应的数值解。此处依旧采用表 2.1 的参数, 联立方程获得气泡半径和温度的数值解, 如图 2.7 所示。

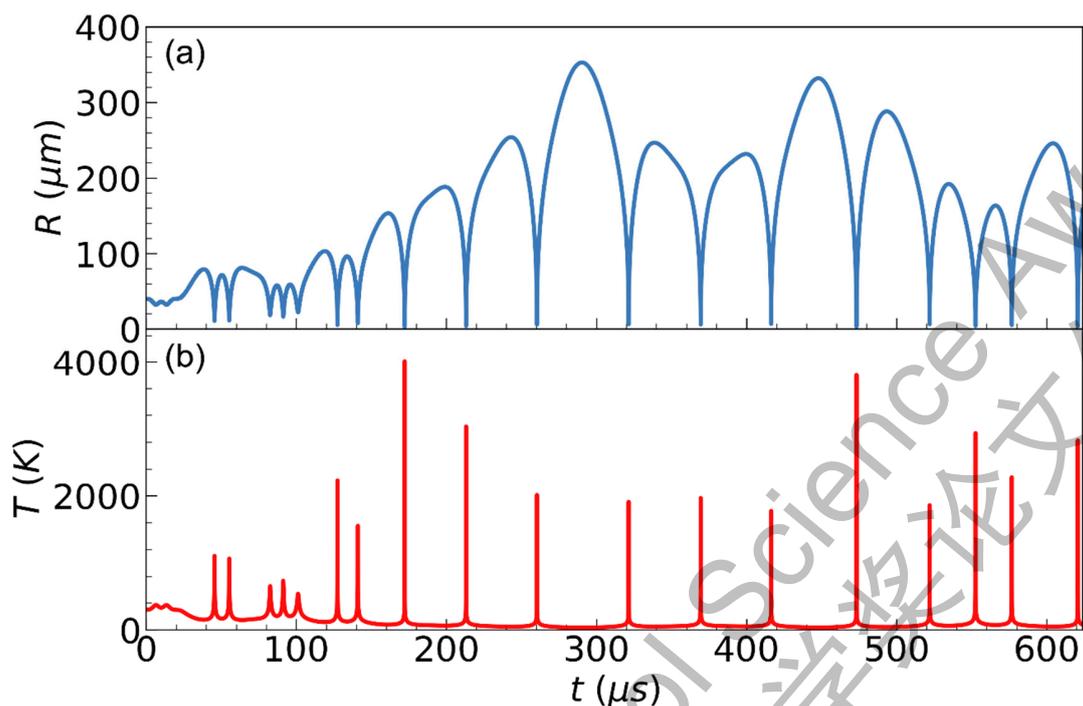


图 2.7: 考虑水蒸气气液相变后, 气泡半径和气泡温度随时间的演化关系图。

经过200 μs , 约五个驱动周期后, 震荡呈现出较好的周期性。宏观来看, 一个基本震荡周期由两个高峰和紧接的两个低峰组成, 其中半径高峰的峰值约为250~300 μm , 低峰的峰值约为100~200 μm , 整体周期约为160 μs 。震荡过程中气泡半径最小值约为3 μm , 对应的气泡内气体温度峰值在4000 K左右。

2.2.4 黑体辐射与气泡的发光

从上一节的推导可得, 气泡内气体温度呈现出周期性变化, 其最大值甚至可达4000 K。接下来考虑气体的发光过程, 根据文献^[2], 可将气泡简单地视为黑体, 根据普朗克黑体辐射方程:

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (2.31)$$

其中 $B(\lambda, T)$ 是波长 λ 和温度 T 下的光谱辐射度（单位波长、单位面积、单位立体角的能量）， h 是普朗克常数， c 是真空中光速， k_B 是玻尔兹曼常数。观测到的亮度是每波长辐射的能量对全波长的积分，即 $B(\lambda, T)$ 对全波长的积分。

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{2hv^3}{c^2} \frac{1}{e^{kT} - 1} dv = \frac{2(k_B T)^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{\left(\frac{hv}{kT}\right)^3}{e^{\frac{hv}{kT}} - 1} d\left(\frac{hv}{kT}\right) \\
 &= \frac{2(k_B T)^4 \pi^4}{c^2 h^3} \frac{1}{15} = \frac{2\pi^4 k_B^4}{15c^2 h^3} T^4 \quad (2.32)
 \end{aligned}$$

这里，发光强度正比于温度的4次方。

在实验中，我们观测到的光强是对一定时长积分的结果。相应的，为了和实验结果相对应，我们引入有效温度 T_{eff} ，即对一段时间内的温度 T 取积分平均来得到有效温度。具体计算过程如下：首先，我们先划分每个周期，如图 2.8a 蓝色虚线所分隔的那样。接着，考虑一个周期中的峰值温度，如图 2.7b 中的 1,2,3,4。我们将其提取出来并对于每个峰在温度为 800K 以上的部分做积分，并除以持续时长从而可以得到每个峰的有效温度， T_1, T_2, T_3, T_4 如图 2.7(c-f) 示。这里考虑 800K 为临界温度的原因，是因为通常情况下，物体温度在 800K 以上的时候，才开始发射出可见光。最后，我们对于获得的温度求平均，即 $T_{eff} = (T_1 + T_2 + T_3 + T_4)/4$ 。这样我们就能获得 T_{eff} 来描述每个周期的有效发光温度。

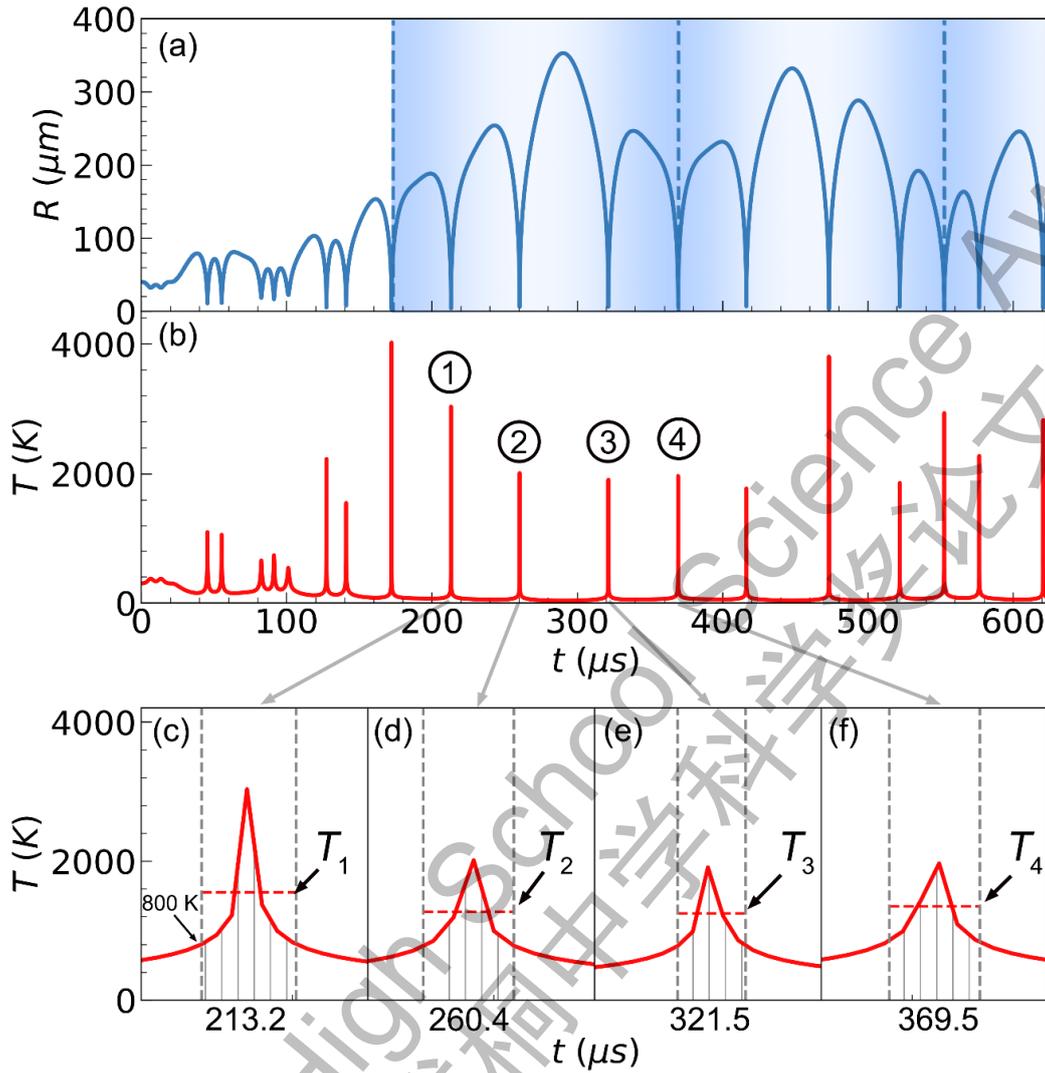


图 2.8: 有效温度 T_{eff} 计算方法

2.3 气泡发光强度与主要物理参数的定量关系

2.3.1 气泡发光强度与驱动声压

在 2.2.3 节中通过方程联立求解出温度与时间的数值解图像，因此可通过改变其中的参数来研究每个参数对于温度的影响。本节探究驱动声压对发光强度的影响关系。直觉上，两者应该是正相关。即驱动压强上升时，气泡将被压缩的更小，因

此气泡内部极值温度上升，从而带来发光强度上升。我们分别对驱动声压 p_M 从60 kPa到120 kPa（即约0.6 atm到约1.2 atm之间）以1 kPa的步长进行数值计算。

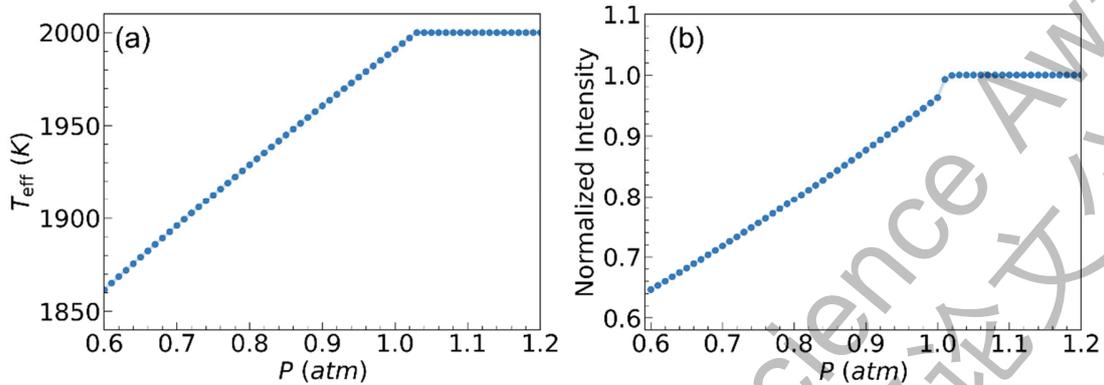


图 2.9: (a) 有效温度 T_{eff} 和(b) 发光强度与驱动声压的关系。

从图 2.9b 可得，当驱动声压小于一个标准大气压时，发光光强和驱动声压满足线性增长关系；而当驱动声压到达临界值，约为一个标准大气压时，体系达到饱和，即亮度不再增长。

2.3.2 气泡发光强度与表面张力

本节研究液体表面张力与发光强度的关系。首先，分别对表面张力系数 σ 从0.022到0.072 N/m进行数值计算，得到对应的周期震荡的有效温度；再基于温度和光强的四次方关系，便能够画出温度和发光强度随表面张力变化的曲线，如图 2.10 所示。对于温度而言，可明显观察到正相关的结果，本文实验中所采用液体的表面张力系数区间基本落于线性区间内。对于气泡发光强度而言，基本上，也是同表面张力呈现线性依赖关系。

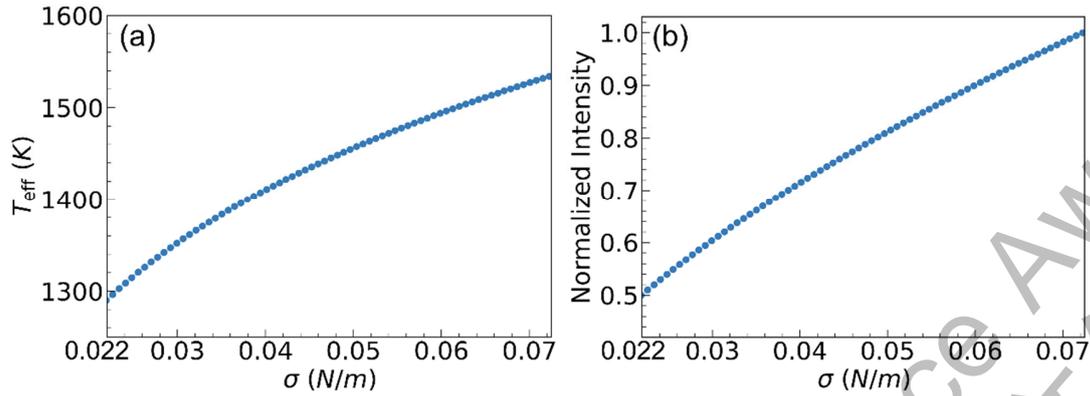


图 2.10: (a) 有效温度 T_{eff} 和 (b) 发光强度与液体表面张力系数 σ 的关系。

2.3.3 气泡发光强度与环境温度

本节进一步考虑环境温度与发光之间的关系。采用同上节的有效温度和整体温度的定义，分别数值计算环境温度 T_0 从室温 293 K 到 360 K 的情况下，周期性震荡的有效温度。随后便可得到温度和发光强度随环境温度变化的关系图，如图 2.11 所示。气泡温度和发光强度均与环境温度呈现负相关性。其中发光强度与环境温度的关系图中，能够观察到一段近似线性的下降，随后在 340 K 以上区间呈现出指数衰减。

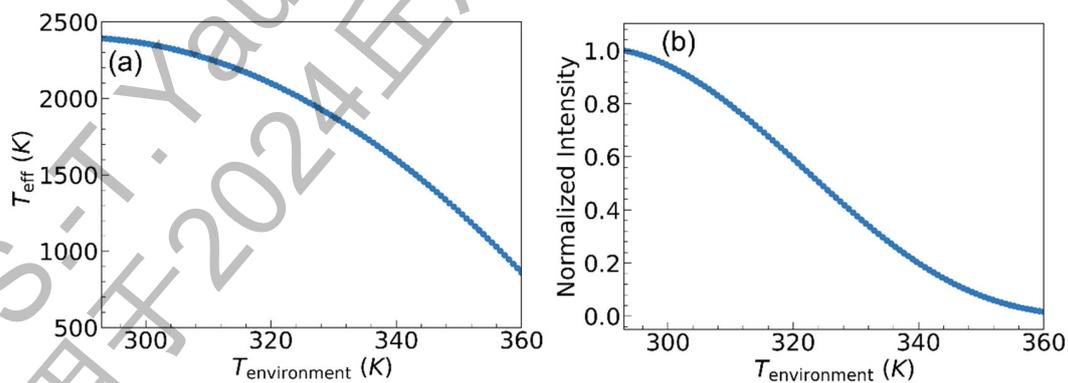


图 2.11: (a) 有效温度 T_{eff} 和 (b) 发光强度与环境温度的关系。

在本章中，我们建立了一个关于气泡声致发光的绝热-相变理论模型，并对其进行了定量推导。该模型基于气泡壁的动力学模型，考虑了气泡在绝热膨胀/收缩过程中的行为以及气泡内部水蒸气的气液相变影响，并进一步结合普朗克黑体辐射公式，最终建立了气泡声致发光的物理模型。通过数值计算，本章阐明了气泡发光强度与驱动声压、液体表面张力和环境温度之间的定量关系，为深入理解气泡声致发光的内在机制提供了新的视角。

2024 S.-T. Yau High School Science Award
仅用于2024丘成桐中学科学奖论文公示

第三章 声致发光的实验与讨论

3.1 声致发光实验装置与实验步骤

如图 3.1 所示，我们搭建了一个声致发光实验装置。该装置包括两个部分：发光产生系统和测量系统。在这个实验中，我们使用一体式超声波细胞粉碎机（XM-650T）来获得超声波。具体而言，我们是通过超声粉碎机上的换能器—超声变幅杆来获得水中小气泡的连续发光。为此，我们先把超声变幅杆（频率为 25 kHz）的探头从烧杯的上面竖直伸进溶液约 2 cm 左右，把超声头放置于烧杯的几何中心，固定好超声变幅杆。

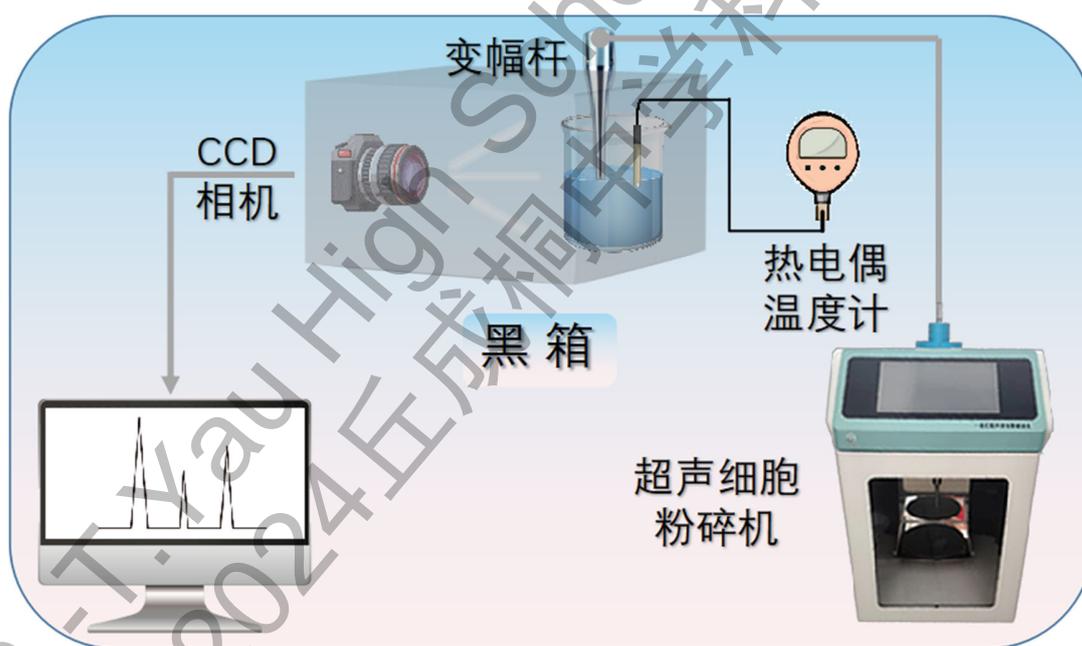


图 3.1：声致发光实验装置示意图

测量系统主要包括 CCD 相机(1501M-USB)和与之相连接的计算机。这是一款 1.4 亿像素的黑白 CCD 科学相机，其曝光时间可以长达 100s，可以有效地捕捉非常

微弱的光。相机放置在烧杯不远处，并对着变速杆下端，实验装置实物图见图 3.2。

此外，由于气泡发光较弱，我们用纸箱制作了一个暗室，周围用黑胶布把可能的透光点遮住。同时，我们在纸箱一侧开了一个小门，方便实验操作。此外，实验的时候，我们还用黑布盖住整个装置来进一步确保无环境漏光（图 3.3）。



图 3.2: 声致发光实验装置实物图



图 3.3: 声致发光实验的暗室

3.2 预备实验

3.2.1 实验过程

实验装置搭建好之后，我们先进行了预备实验。实验步骤如下（流程图见图 3.4）：

- 1) 在室温下（20°C），用 200 mL 的烧杯装上 100 mL 纯净水，放置在暗室中合适位置。将热电偶插入水中，并固定在烧杯一侧，温度计置于暗室之外以方便读数。用 CCD 相机进行拍摄并确定烧杯位置和超声杆位置。
- 2) 盖住箱子一侧的小门，在黑暗环境下用 CCD 相机进行拍摄，这主要是为了获得背景噪声。
- 3) 调节超声发射器超声强度到 100%，按下启动按钮。用 CCD 相机记录下曝光时间为 100 s 的照片，随后关闭超声发生器。
- 4) 重复步骤 3，我们分别拍摄了曝光时间为 10 s，25 s，50 s，75 s 的照片。



图 3.4: 预备实验流程图

3.2.2 数据处理与结果分析

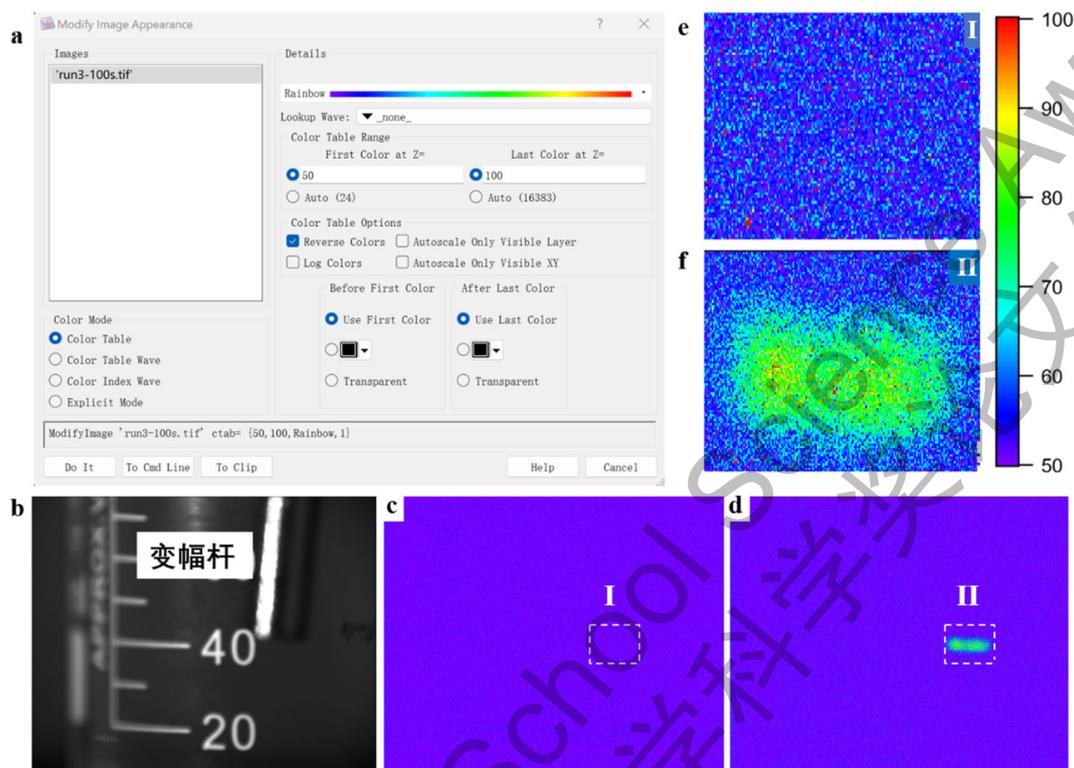


图 3.5: (a) Igor Pro 的数据处理界面。(b) 有微弱光照无超声驱动, (c) 无光照无超声驱动, (d) 无光照有超声驱动下分别拍摄的照片。(e) 方框 I 的放大图; (f) 方框 II 的放大图。

我们采用 Igor Pro 7.0 软件来处理 CCD 相机拍摄的照片, 以获得声致发光的光强数据。Igor Pro 是一款强大的数据分析与可视化软件, 广泛应用于科研领域, 处理数据界面见图 3.5a。图 3.5b-d 给出了有微弱光照无超声驱动(b), 无光照无超声驱动 (c), 以及无光照有超声驱动(d)等三种不同情况下 CCD 相机拍摄到的照片。从图 3.5b 中, 我们可以清楚地看到烧杯、烧杯上的刻度以及变幅杆的位置, 说明 CCD 相机正常工作。相对于图 3.5c, 图 3.5d 可以清楚地看到在变幅杆顶端的下面,

有一片非常亮眼的光斑，这表明在超声电压驱动下，气泡确实会发出光，甚至形成了一片亮云。

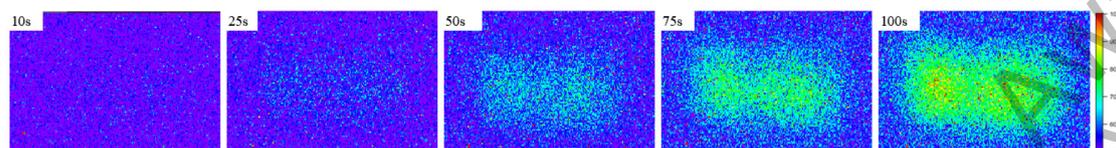


图 3.6: 发光强度与 CCD 曝光时间($t=10, 25, 50, 75, 100s$)的关系

图 3.5c&e 可以看到尽管无光照，但仍有背景光点分布整个区间，有些位置发光点亮度甚至比较大。这些亮点，来自于长时间曝光情况下，CCD 感光器件所产生的白噪声，也可能是个别的感光单元受损。这些超亮的点，我们认为是 CCD 的“坏点”，在后面的数据处理的第一步予以了去除。同时，为了定量地比较不同情况下发光强度的变化，我们对发光区域的强度积分，并扣掉背景噪声（Igor 处理程序见附录 2）。具体的步骤如下：

- (i) 首先，对于 CCD 数据中的“坏点”，我们编译了一个小程序（见附录 2 `removejump()`）对图像上的每个点进行判断。我们把所有光强数值超过 200 的发光点均认为是“坏点”而加以去除。
- (ii) 其次，我们对图 3.5d 中的矩形区域 II（图 3.5f）进行了积分求和，获得了气泡发光的总光强 I_{II} 。在这里，积分区域为(1100, 500)到(1360, 600)。同时，我们也对图 3.5c(I)的对应矩形区域进行了积分求和，得到了 I_I 。
- (iii) 最后，我们可以得到气泡发光的光强 $I=I_{II}-I_I$ 。

图 3.6 给出了 CCD 相机在不同积分时间 ($t=10, 25, 50, 75, 100\text{s}$) 情况下捕获到的气泡发光光强照片。很显然, 在曝光时间 t 较短的时候, 几乎看不到明显的发光。当曝光时间达到 25s 时候, 已经能够清晰地看到高于背景噪声的光斑, 且光斑的亮度随着曝光时间的增加显著增加。在 100s 的时候, 可以得到十分亮眼的光斑。按照前文描述的方法, 对所有图片进行了数据处理后, 得到了光强的定量结果, 见表 3.1。

表 3.1: 发光强度随着积分时间的变化关系。

积分时间 /s	10	25	50	75	100
光强 /数目	35810	118970	234270	347520	455310

图 3.7 给出了不同曝光时间下 CCD 相机探测到的发光强度。很显然, 发光强度与曝光时间具有很好的线性关系。

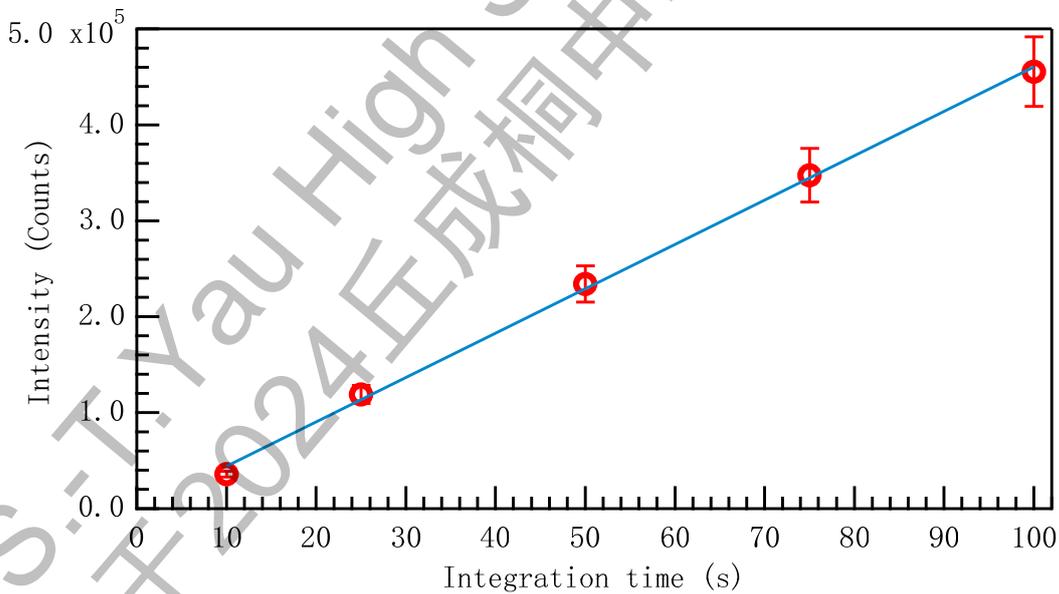


图 3.7: 气泡发光强度与 CCD 曝光时间的关系图。

3.3 实验一: 超声驱动功率对发光强度的影响

在预备实验里, 我们已经成功搭建了声致发光的实验装置, 掌握了定量数据分析的手段。下面我们将利用这一套装置和分析程序, 开展超声驱动功率、液体表面张力以及环境温度对发光强度的影响规律的探索, 并同第二章的理论分析的定量结果进行对比验证。

在第一个实验中, 我们将探索发光光强和超声驱动功率之间的关系。我们通过改变超声功率的输出百分比来获得不同的驱动声压。具体的实验步骤如下:

1. 我们固定了初始的纯净水的容量为 100 mL, 温度为室温 20°C。
2. 改变超声换能器的输出功率为, $P/P_{\max}=0, 20\%, 40\%, 50\%, 60\%, 70\%, 80\%, 90\%, 100\%$ 等 9 种不同驱动声压的情形。
3. 曝光时间统一为 100 s, 分别拍摄不同输出功率情况下的照片。每次拍摄的时候, 中间间隔了 10 分钟, 以确保水溶液的温度恢复到室温。
4. 数据导入 Igor 软件后, 按照前面描述过的流程, 去除掉“坏点”后, 对发光区域进行积分, 并扣除掉对应区域的背景噪声。

图 3.8 给出了不同超声驱动功率下 CCD 拍摄的照片。很显然, 在超声驱动功率很小的时候($<20\%$), 几乎看不到光斑。随着超声驱动功率的增强, 光斑开始变得越来越明显, 光斑变得也越来越大; 在超声驱动功率达到 70%-100%区间, 我们可以看到光斑已经非常亮, 且光斑区域不再有明显变化, 趋近于饱和。

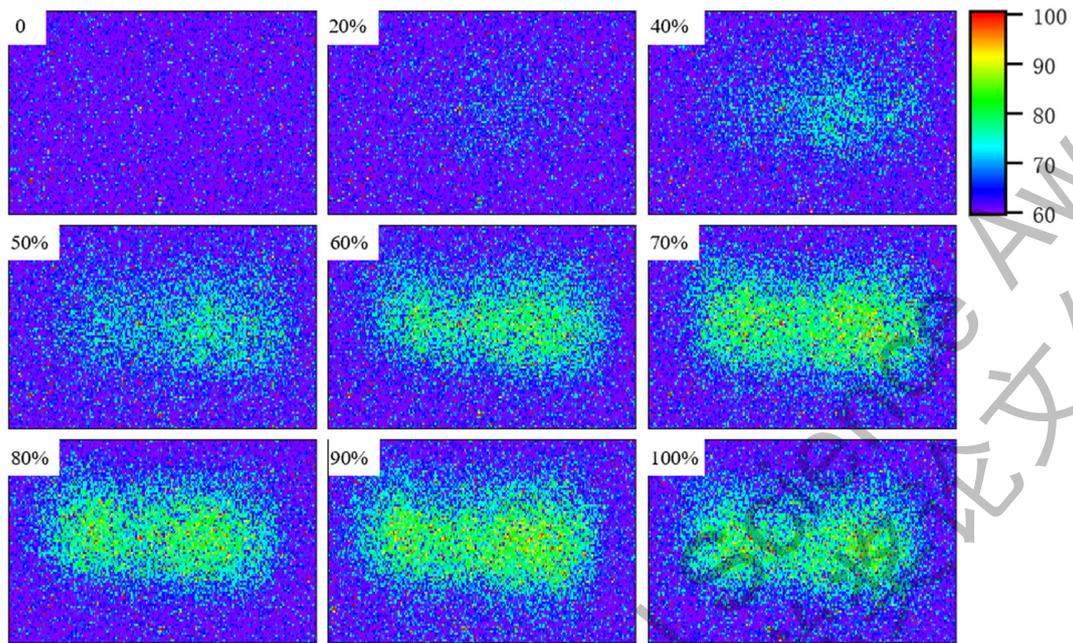


图 3.8: 超声驱动功率对声致发光强度的影响。不同超声驱动功率下 ($P/P_{\max}=0, 20\%, 40\%, 50\%, 60\%, 70\%, 80\%, 90\%, 100\%$) 的气泡发光照片。

为了获得超声驱动功率与气泡发光强度的定量关系，根据光斑位置，我们对发光区间进行了积分求和。分析后，获得的定量结果如表 3.2。

表 3.2: 发光强度对超声驱动功率的依赖关系。

输出功率 %	20%	40%	50%	60%
光强 / 数目	48050	93900	148430	158400
输出功率 %	70%	80%	90%	100%
光强 / 数目	197580	186592	216190	194327

图 3.9 给出了气泡发光的光强随超声驱动功率的变化关系。可以看出，在超声驱动功率低于 70% 时，其发光强度随超声驱动功率的增加而线性增加；在超声驱动功率高于 70% 后，发光光强趋于饱和。这一点和我们的理论模型结果（图 2.9b）十分吻合。这一结果我们可以这么来理解：声压是声波能量的度量，因此更高的声压

意味着更多的能量传递到气泡上，导致气泡膨胀和压缩得更剧烈。在较低的声压下，随着声压的增加，气泡的振幅也线性增加，因此，发光强度也相应地线性增加。在较高的声压下，气泡发光强度达到一个饱和状态。这可能是由于气泡在极端条件下达到其最大压缩程度，或者是由于其他物理过程的限制（如气泡内部气体的热传导、辐射损失等）。

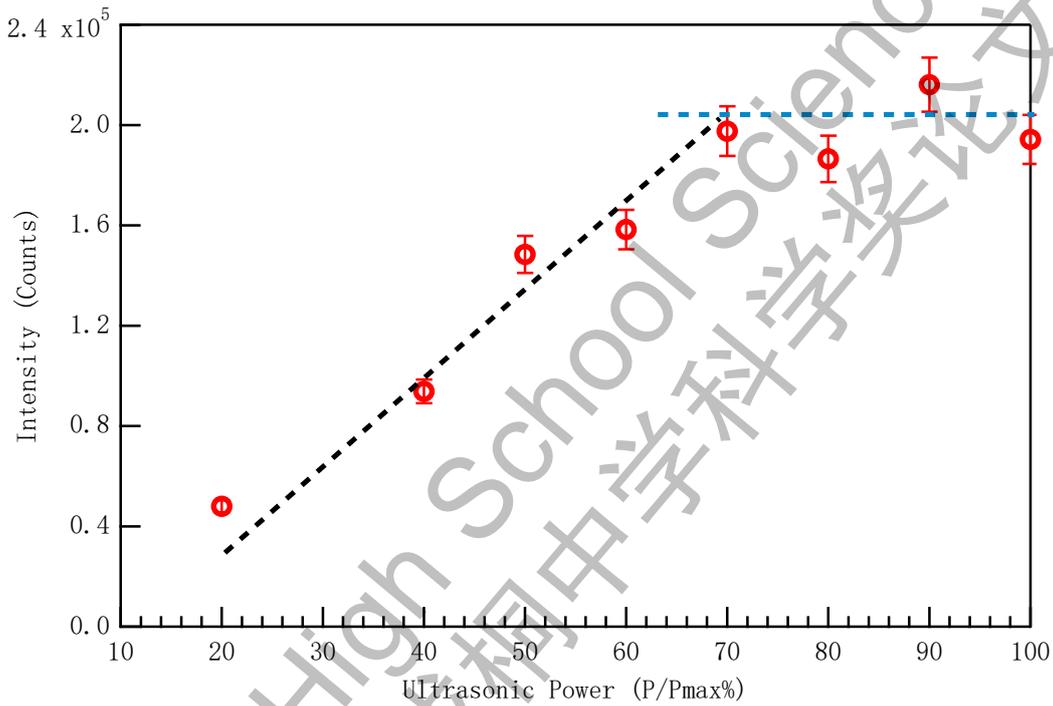


图 3.9: 发光光强与超声驱动功率的依赖关系。其中，红色空心圆点为实验测量的光强，黑色和蓝色虚线为线性拟合。

3.4 实验二: 表面活性剂对发光强度的影响

根据理论推导, 我们发现气泡发光强度与液体的表面张力有密切关系。因此, 本实验, 我们通过往纯净水里添加表面活性剂来改变水的表面张力。在这里, 我们首先选择最容易获得的乙醇 (即酒精) 来进行相关实验。在 20°C 时, 水和乙醇的表面张力系数分别为: 0.073 N/m 与 0.022 N/m 。显然, 乙醇的加入将会显著减小水溶液的表面张力。而且, 随着乙醇浓度的不同, 液体的表面张力也会随之改变。

具体的实验步骤如下:

1. 我们固定了初始的纯净水的容量为 100 mL , 温度为 20°C 。
2. 依次添加 $0.3\text{--}11.3\text{ mL}$ 浓度为 99.7% 的乙醇来控制溶液中乙醇的浓度。
3. 曝光时间统一为 100 s , 分别拍摄不同乙醇浓度下的照片。每次拍摄的时候, 间隔 10 分钟, 以确保水溶液的温度恢复到室温。
4. 数据导入 Igor 软件后, 按照前面描述过的流程, 去除掉“坏点”后, 对发光区域进行积分, 并扣除掉对应区域的背景噪声。

图 3.10 给出了不同乙醇浓度下 CCD 拍摄的声致发光照片。显然, 随着乙醇浓度的增加, 发光区域强度明显减少。特别是从 0 mL 到 1.2 mL 范围内乙醇浓度对光强的影响更为显著。而从 3.6 mL 开始, 发光强度虽然还有减弱趋势, 但看起来趋于饱和了。

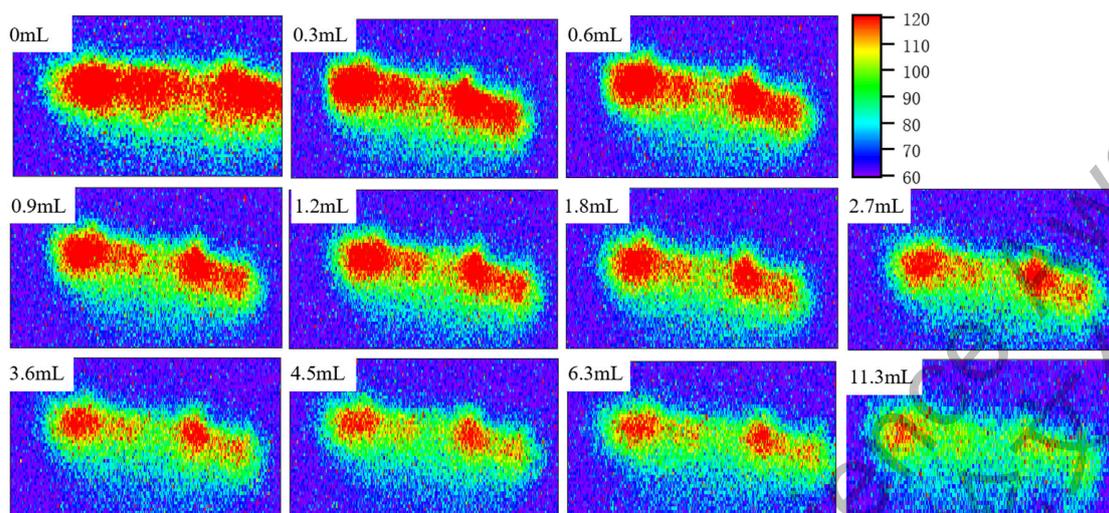


图 3.10: 不同乙醇浓度下多泡声致发光的光强。乙醇浓度变化范围为 0.3~11.3 mL, 水溶液固定为 100 mL。

为了更直观地比较发光强度随乙醇浓度的变化关系, 我们对图 3.10 的数据进行了定量处理。类似地, 去掉了数据中所有的异常点, 并对光斑位置进行了积分求和, 结果见表 3.3。

表 3.3: 乙醇浓度(mL/100mL)对发光强度的影响。

乙醇浓度	0	0.3	0.6	0.9	1.2	
光强 (数目)	357312	283930	247410	250180	237990	
乙醇浓度	1.8	2.7	3.6	4.5	6.3	11.3
光强 (数目)	231910	227570	217080	211940	214550	209944

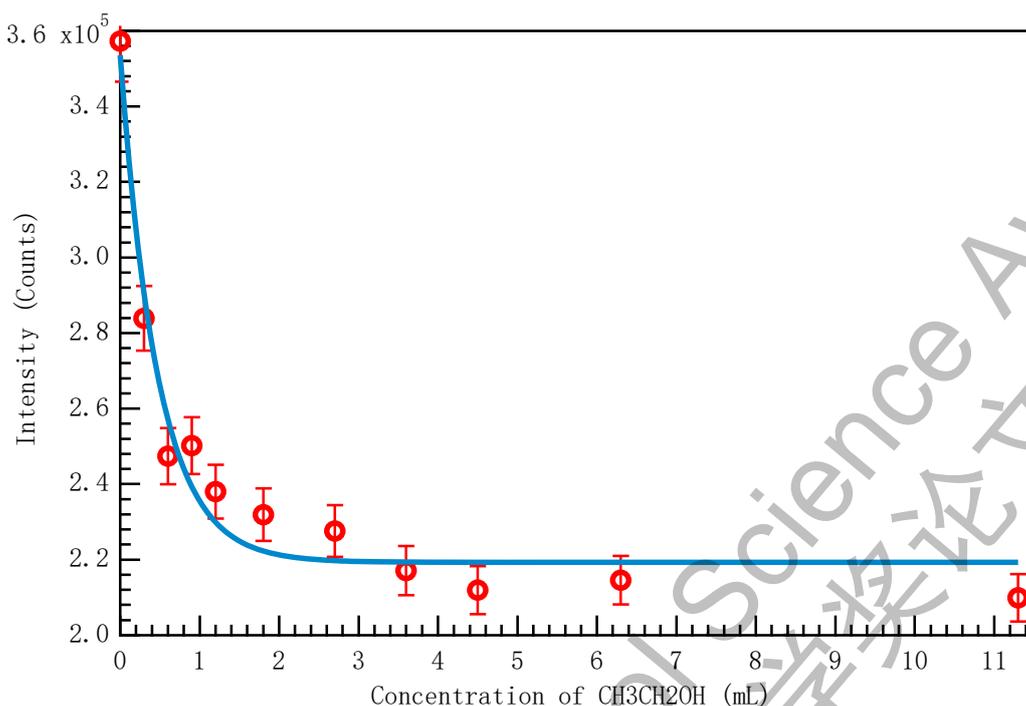


图 3.11: 乙醇对气泡发光光强的影响。

图 3.11 给出了声致发光强度随水溶液中乙醇浓度的变化关系。可以看出，乙醇的加入对发光强度有显著的削弱作用。乙醇浓度越高，对光强削弱作用越明显。并且，在乙醇浓度较低时(<1.2mL)，少量乙醇浓度的加入就会导致发光光强的快速减弱。然而，当乙醇浓度达到一个阈值后(=3.6 mL)，其对发光光强的影响似乎趋于稳定，不再有显著的变化。我们通过拟合实验数据可以得到一个乙醇浓度与发光强度的方程：

$$y = y_0 + ae^{-\frac{x}{\tau}} \quad (3.2)$$

这里， y_0 的值为 219000 ± 4000 、 a 的值为 134000 ± 9000 、 τ 的值为 0.47 ± 0.07 。

为了更深入揭示表面张力对气泡发光强度的影响规律，我们进一步探索了另外两种具有不同表面张力系数的甲醇和异丙醇对发光强度的影响。实验步骤同前面一

样，甲醇的浓度范围为 0-10 mL；异丙醇添加的浓度范围为：0-33 mL。其中实验采用的甲醇浓度为 99.9%，而异丙醇的浓度为 70%。

和乙醇类似，甲醇和异丙醇的加入均会导致发光强度不同程度的减弱，如图 3.12 和图 3.13 所示，光强数据见表 3.4。

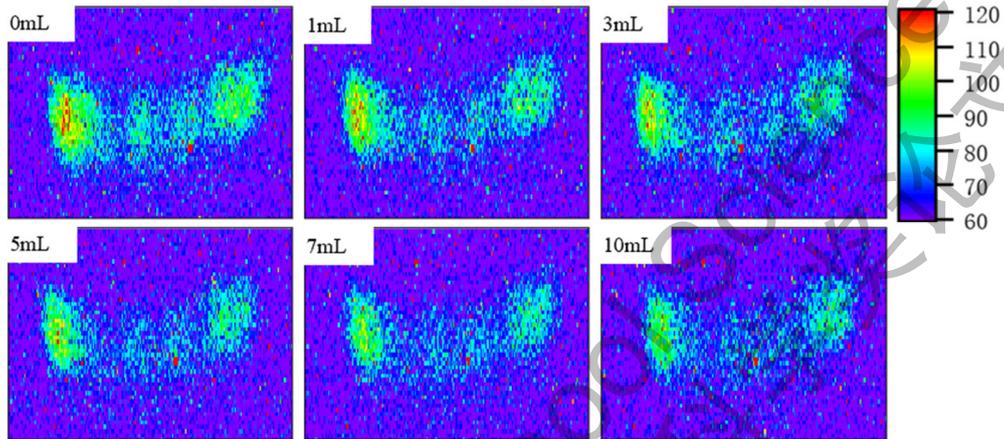


图 3.12：甲醇对发光强度的影响。甲醇添加量范围为 0 ~10 mL，水溶液固定为 100mL。

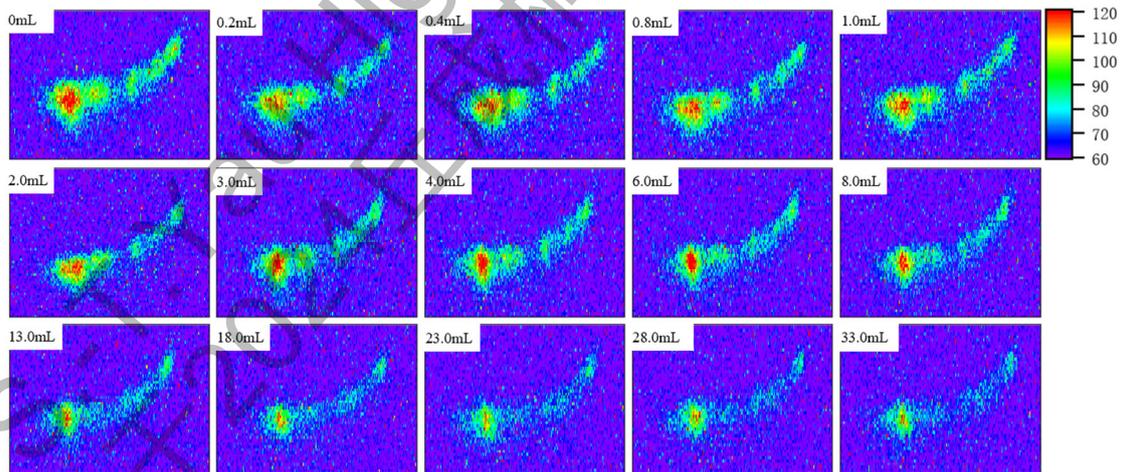


图 3.13：异丙醇对发光强度的影响。异丙醇添加量范围为 0~33 mL，水溶液固定为 100mL。

表 3.4: 三种表面活性剂（甲醇、乙醇、异丙醇）不同浓度对发光强度的影响。为了进行有效比较，这里我们采用归一化发光强度。

甲醇		乙醇		异丙醇	
浓度 (%)	归一化光强	浓度 (%)	归一化光强	浓度 (%)	归一化光强
0	1	0	1	0	1
0.990	0.847	0.3	0.795	0.140	0.999
1.961	0.803	0.596	0.692	0.279	0.988
2.913	0.830	0.892	0.700	0.417	0.993
4.762	0.722	1.186	0.666	0.693	0.989
6.542	0.673	1.768	0.649	1.373	0.968
9.091	0.704	2.629	0.637	2.039	0.976
		3.475	0.608	2.692	0.966
		4.306	0.593	3.962	0.956
		5.927	0.600	5.185	0.936
		10.153	0.588	8.053	0.930
				10.678	0.924

为了更直观地比较不同表面活性剂对发光强度的影响规律，按照前面的数据处理方法，我们给出了三种情况下相对发光强度随浓度的变化关系图（图 3.14 和表 3.4）。很显然，相同浓度情况下，乙醇对发光强度的削弱作用最为明显，其次是甲醇。影响最弱的是异丙醇。

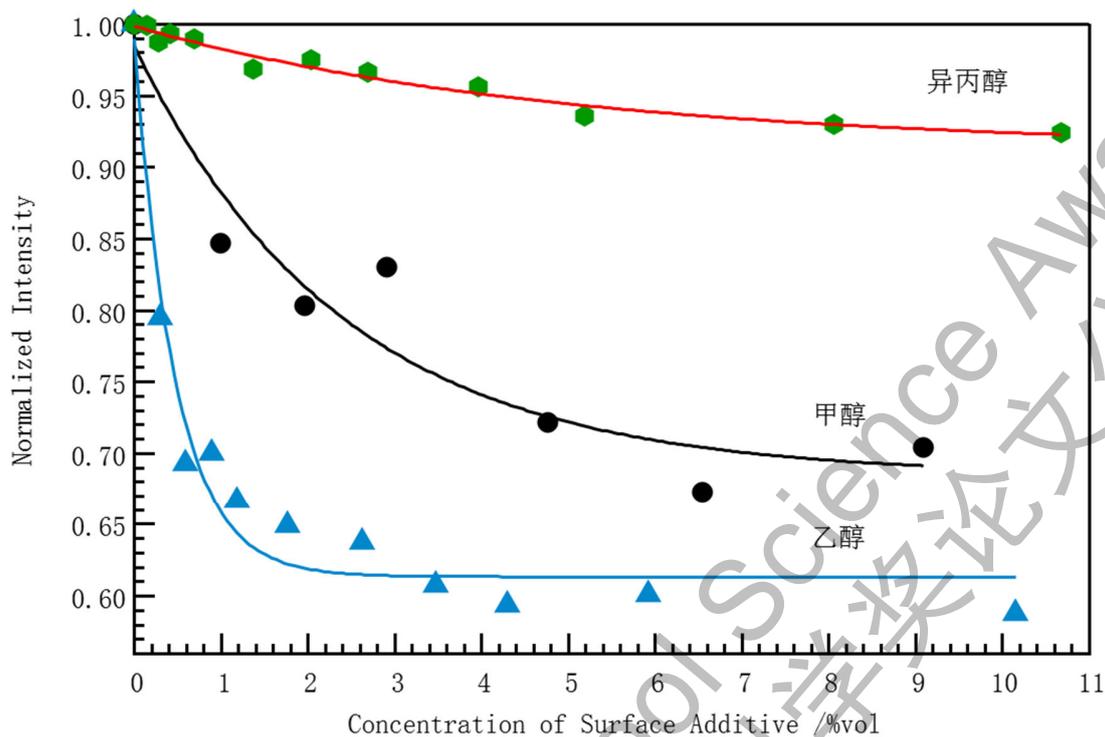


图 3.14: 三种不同表面活性剂（甲醇、乙醇和异丙醇）及其浓度对发光强度的影响。

我们进一步对这三组数据进行了拟合，发现三种情况下均满足指数衰减关系，相关参数见表 3.5。

$$y = y_0 + ae^{-\frac{x}{\tau}} \quad (3.3)$$

表 3.5: 不同表面活性剂下方程 3.3 的拟合参数。

	y_0	a	τ
甲醇	0.68 ± 0.05	0.30 ± 0.05	2.4 ± 1.0
乙醇	0.613 ± 0.011	0.38 ± 0.03	0.47 ± 0.07
异丙醇	0.913 ± 0.011	0.086 ± 0.010	5.0 ± 1.3

根据第二章的理论推导以及图 2.10 的数值模拟结果，我们能够很好地理解气泡发光强度与不同表面活性剂及其浓度之间的依赖关系。一般来说，表面张力越大，表面张力带来的朝向气泡内部的压力越大，导致更高温度 (T_{eff}) 的形成，从而增加气泡的发光强度。以乙醇为例，乙醇的表面张力远小于水的表面张力（在 20°C 时，0.022 N/m vs. 0.072 N/m），因此，乙醇的加入会显著降低水溶液的表面张力，从而导致发光强度的变小。同时，随着乙醇浓度的增加，其表面张力会持续减小，但可以想象，随着乙醇的不断加入，溶液表面张力的变化趋于平缓并最终可能会趋于饱和。因此，气泡的发光强度会随着乙醇的加入呈现指数衰减。值得注意的是，本文实验中混合液体的表面张力系数随溶质体积的变化并非线性的，因此实验结果很难直接与理论计算曲线进行对比。

对于甲醇，其表面张力系数比乙醇要大一些，因此，发光强度变弱相对要缓慢一点。不过需要指出的是，尽管异丙醇的表面张力系数（在 25°C 时，0.022 N/m）与乙醇相当，但它们对发光强度的削弱程度却小很多。这说明，添加表面活性剂以后，可能除了影响液体的表面张力，还影响到液体别的性质，比如说，粘度，光吸收系数等等。这些方面的影响效果，需要更加进一步的实验验证了。

3.5 实验三: 环境温度对发光强度的影响

本实验的目的, 是探索发光强度同溶液温度之间的关系。为此, 我们在水溶液中插入了一个热电偶, 以精确测试水溶液的温度。具体的实验步骤如下:

1. 初始时候, 我们在水溶液中加入适量的冰块, 以降低溶液温度到 15°C 。记录下初始温度。
2. 打开超声波气泡破碎机, 曝光时间统一为 50 s, 分别拍摄发光照片。
3. 由于水溶液吸收了超声波的能量, 溶液的温度会自然上升。记录下超声后的温度。
4. 重复步骤 2-3, 溶液的温度缓慢上升到 50°C (325K 左右, 最终趋近于稳定)。
5. 数据导入 Igor 软件后, 按照前面描述过的流程, 去除掉“坏点”后, 对发光区域进行积分后, 扣除掉相同区域的背景。

我们一共获得了 15 组不同的数据, 这里每个数据点的温度, 为拍照前后的温度的平均值。

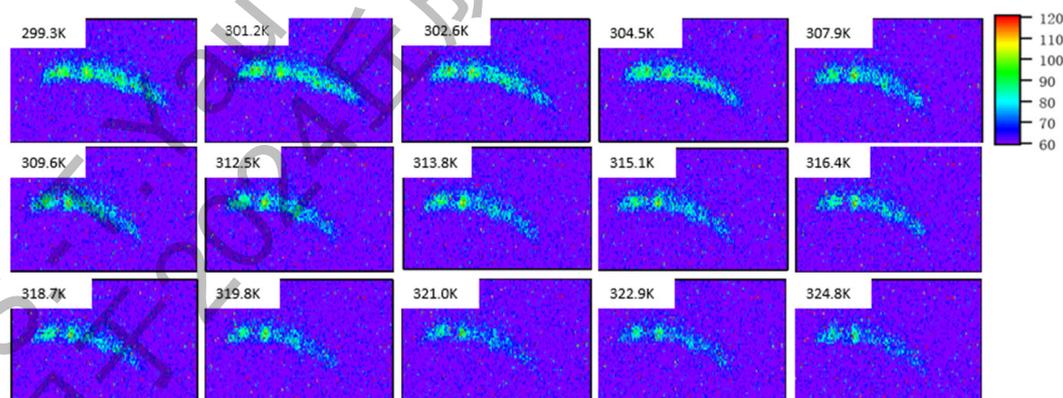


图 3.15: 不同温度下多泡声致发光的光强。温度变化范围为 $299.3\sim 324.8\text{K}$ 。

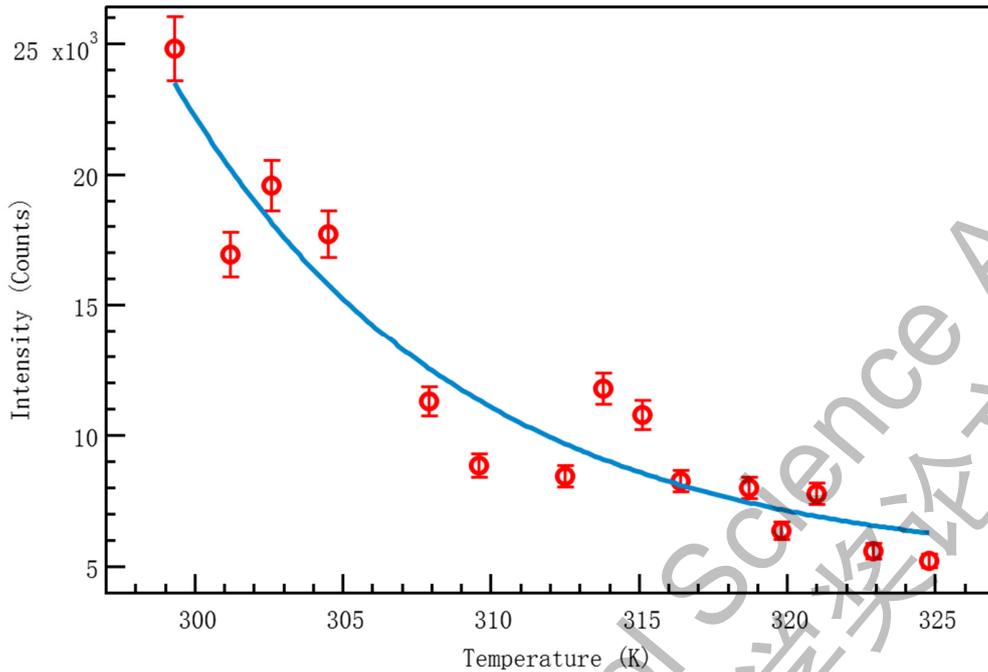


图 3.16: 液体温度对光强的影响规律。温度变化范围为 299.3K~324.8K。

同样，为了更直观地比较发光强度随温度的变化关系，我们对图 3.15 中光强进行了定量处理。图 3.16 给出了声致发光强度随水溶液温度的变化关系。可以明显观察到，随着温度的不断上升，发光强度整体呈减小趋势。我们对实验光强进行了拟合，得到一个温度与发光强度的方程，呈现很好的指数关系

$$y = y_0 + ae^{-\frac{x-x_0}{\tau}}$$

这里， $y_0=5000 \pm 2000$ ， $a=19000 \pm 2000$ ， τ 的值为 10 ± 3 ， $x_0=299.3$ 。

由第二章的理论分析，图 2.11 可知，发光强度与溶液温度负相关，这与我们的实验观察到的发光强度随溶液温度呈指数衰减吻合。数值上看，实验中从 299.3K 到 324.8K，发光强度下降了 78%，这同理论计算下降的 75%也非常吻合，说明我们的理论模型是很正确的。

在本章中，我们构建了声致发光的实验装置，并对超声驱动功率、表面活性剂以及液体温度对气泡发光强度的影响进行了系统研究。实验结果如下：超声驱动功率与发光强度之间存在正相关关系；当超声驱动功率低于 70% 时，发光强度呈现近似线性的增长；而当超声驱动功率超过 70% 时，发光强度逐渐趋于饱和。降低表面张力，例如通过向水中加入乙醇，可以显著降低发光强度，且乙醇浓度越高，对发光强度的削弱作用越显著。另外，液体温度的升高也会显著减少气泡的发光强度，当液体温度从 300 K 升至 310 K 时，发光强度减少了超过 50%，并在大约 320 K 时达到稳定状态。这些实验发现与我们的绝热-相变理论模型的数值模拟结果相吻合，验证了该模型的有效性。

第四章 结论与展望

本文搭建了声致发光实验装置，通过理论建模与实验研究相结合的方法，探讨了超声波强度、液体表面张力和环境温度对声致发光现象的影响规律。

首先，基于气泡壁的动力学模型，我们考虑了气泡在绝热膨胀/收缩过程中的行为以及气泡内部水蒸气的气液相变影响。在此基础上，结合普朗克黑体辐射公式，建立了声致发光的绝热-相变理论模型。通过数值模拟，我们揭示了气泡发光强度与驱动声压、液体表面张力和环境温度之间的定量关系，为深入理解声致发光的内在机制提供了新的视角。

其次，我们成功搭建了声致发光的实验平台，并研究了超声驱动功率、液体中的表面活性剂以及液体温度对气泡发光强度的影响规律。实验数据表明，气泡发光强度与超声驱动功率之间存在正相关关系；当超声驱动功率低于 70% 时，发光强度呈现近似线性的增长；而当超声驱动功率超过 70% 时，发光强度逐渐趋于饱和状态。降低液体表面张力，例如通过向水中加入乙醇，能够显著降低发光强度，且乙醇浓度越高，对发光强度的削弱作用越加明显。另外，液体温度的升高也会显著降低气泡的发光强度，当温度从 300 K 提升到 310 K 时，气泡的发光强度减少了超过 50%，并在大约 320 K 时达到稳定状态。这些实验发现与我们的声致发光绝热-相变理论模型的预测相吻合。

本次科研经历引发了我们诸多思考。首先，在实验部分，我们认识到对方程中各项参数的理解和研究尚不彻底。在实验过程中，我们未能探讨或分析粘度变化对系统的影响，并且在控制实验条件方面存在一定难度。例如，空气的温度和湿度等环境因素会对方程中的饱和蒸气压产生影响；而在添加不同液体时，除了

改变体系内溶液的表面张力，体系的粘度、饱和蒸气压以及对发射光的吸收程度都会发生一定程度上的改变。尽管存在这些不足，我们在实验结果与理论分析的对比中仍然观察到了正相关关系，这表明我们的理论模型在某种程度上仍然是有效的。

其次，在理论部分，我们的模型相对来说还是比较简化的，有许多因素并未考虑。例如，我们尚未探讨溶液中气泡大小与环境温度之间的关系。同样地，我们也没有考虑气泡数目的影响。不过，由于水中的大多数气泡产生是由声空化现象引起的，即由驱动气泡产生压缩和扩张的声压导致气泡的形成，而不是由水中溶解的气体产生发光（因为数量相对较少），因此我们可以推断环境温度对气泡的形成可能并没有显著影响，表面张力也不会对气泡的数量产生作用。相反，表面张力在气泡的形成过程中起到了一个阈值的作用，即只有当声压达到一定水平时，气泡才会产生。

最后，我们展望一下声致发光技术的未来应用前景。在医学领域，声致发光技术有望用于无创监测和治疗。根据最近的新闻报道，声致发光技术在肝癌治疗上可望大有作为。通过定向超声波发射器在人体特定部位产生气泡，气泡在压缩过程中产生的高温能够定向杀死癌细胞，而不会损害周围的健康组织。在显示技术方面，声致发光技术可用于开发新型显示屏或照明设备，通过声波调控光输出从而提供更为高效的光源，也可通过声波激发荧光材料实现实时成像。

综上所述，本研究不仅为声致发光的理论体系增添了新的内容，还提出了调节声致发光强度的具体策略，为声致发光技术在生物医学、环境监测等领域的实际应用提供了定量的理论支持。

参考文献:

- [1] Versluis M, Schmitz B, von der Heydt A, Lohse D. How snapping shrimp snap: through cavitating bubbles. *Science*, 289, 2114-2117 (2000).
- [2] Crum L A. Sonoluminescence. *Physics Today*, 47, 22-29 (1994).
- [3] Frenzel H, Schultes H. Luminescence in liquids and liquid-gas interfaces caused by ultrasound. *Zeitschrift für Physik*, 91, 169-176 (1934).
- [4] Jarman P D. Sonoluminescence: A discussion of the possible mechanisms, *Philosophical Magazine*. 3, 337-346 (1960).
- [5] Wang L V, Yao J. A practical guide to photoacoustic tomography in the life sciences. *Nature Methods*, 13, 627-638 (2016).
- [6] Savchenko N, Kirschner I. Supercavitation: Reducing drag on high-speed underwater vehicles. *Journal of Marine Science and Technology*, 15, 345-358 (2010).
- [7] 陈伟中, 声空化物理, 科学出版社, (2014).
- [8] Milia A M. Sonoluminescence. *Physics-Uspeski*, 43, 259 (2000).
- [9] Prosperetti A, Crum L A, Commander K W. Nonlinear bubble dynamics. *Journal of the Acoustical Society of America*, 83, 502-514 (1988).
- [10] Christopher E. B., *Cavitation and Bubble Dynamics*, Oxford University Press, Oxford, (1995).
- [11] Fridtjov I. *Continuum Mechanics*. Springer, ISBN 3-540-74297-2, (2008).

致谢

丘成桐物理竞赛的过程，是我们的人生中的一场认识未知、求真求实的探索之旅，回首来时路，满怀感恩。

感恩导师的悉心培育。本次研究非常有幸能够得到南京大学何亮老师的指导。在近一年的丘成桐物理竞赛备赛时光中，从理论上的引导到实验内容与步骤的推进，从研究报告的点拨到研究方法的分析，何老师引领着我们从容前行，把物理研究上稚嫩懵懂的我们带入了庄严神圣的学术殿堂，他的严谨、认真、敬业、乐观深深地感染着我们每一个人，既是我们学术上的导师，也是我们生活上的楷模。

感恩备赛的万千锤炼。这个研究最先源于我们在 B 站上看到的一个枪虾发光的视频。视频介绍了枪虾的大螯用力闭合时，挤出的水柱速度高达 32 m/s ，并且伴有发光现象，这一神奇的现象让我们感到十分惊奇。为什么会出现这种现象呢？对物理具有浓厚兴趣的我们带着这个问题，一起查阅资料，发现这一现象其实就是所谓的“声致发光”，即当液体中的气泡受到超声波的激发时就会出现短暂发光的现象。掌握了这些知识后，我们又提出了新的问题，“声致发光”的原理是什么？哪些因素会影响声致发光？影响的机理和规律又如何体现？等等。带着这些问题，我们进行了实验操作和理论推导。从刚开始实验毫无进展时的沮丧，到改进实验方案、购买照相的黑布来获得暗室进而用肉眼看到光时的兴奋；从普通相机无法拍到光时的失落，到用 CCD 科学相机捕捉到光时的激动；从实验数据与理论推导出现梗阻时的迷茫，到气泡壁动力学模型与实验过程有机对接后的豁达。一次次的失败与成功、挫折与通达，锤炼了我们在物理研究中持之以恒、绝不放弃的韧性品质。

感恩同伴的团结协作。在整个研究过程中，团队成员们进行了无数次开诚布公的讨论交流，设计选题、操作实验、推导理论、分析数据、撰写报告……大家既有分工、又有合作，形成了默契的配合，共同攻克了一个又一个难关，在收获知识的同时，也收获了宝贵的友谊。

感恩父母的温馨支持。在严寒酷暑中，在挫折失败中，正是他们的关爱、守护、支持和鼓励，给予了我们强大的力量，推动着我们在物理学的探索与发现中，披荆斩棘、乘风破浪。

附录 1: 理论模型相关数值解程序

(1) Mathematica 求解 $R(t)$, $T(t)$ (绝热模型)

```
p0=100000;  
sol=NDSolve[{R[t]R''[t]+1.5(R'[t])^2+(p0*Sin[25000*2Pi*t]+101000-101000*((20*10^-6)/R[t])^4)+R'[t]/(R[t]*1000))/1000==0,R[0]==40*10^-6,R'[0]==0},R[t],{t,0,8/25000}]  
T[t] = 300*40*10^-6/R[t]
```

(2) Mathematica 求解 $R(t)$, $T(t)$ (考虑***修正)

```
R0 = 40*10^-6;  
T0 = 300;  
p[T_] := -3.989983918284685 + 0.12985408689020722 T - 0.0015928072942367093  
T^2 +  
9.62779469014607*10^-6 T^3 - 2.117017454254386*10^-8 T^4 +  
4.5116181723104464*10^-11 T^5;
```

```
sol = NDSolve[  
{R[t] R''[t] + 1.5 (R'[t])^2 +  
(100000*Sin[25000*2 Pi t] + 101000 -  
((101000 + 2*0.0725/(R0) - p[T])*(R0/R[t])^(21/5) + p[T]) +  
2*0.0725/R[t] + 4*R'[t]/(R[t]*1000))/1000 == 0,  
R[0] == R0, R'[0] == 0},  
R[t], {t, 0/25000, 15.6/25000}  
];
```

```
Rfunc[t_] = R[t] /. sol[[1]];
```

```
transcendentalEq =  
101000*(R0^3/Rfunc[t]^3) * (T/T0) + p[T] Exp[5000 (1/T0 - 1/T)] ==  
(101000 + 2*0.0725/R0) * (Rfunc[t]/R0)^3 + p[T];
```

```
Tsolution = T /.  
FindRoot[  
transcendentalEq /. {t -> tValue},  
{T, 300} (* 初始猜测值 *)  
];
```

```
Tsolution
```

(3) Mathematica, Python 求解表面张力与温度关系

```
R0 = 40*10^-6;  
T0=300
```

```
findMaxR[p0_] := Module[{sol, minR, Rmax},  
  sol = NDSolve[  
    {R[t] R''[t] + 1.5 (R'[t])^2 +  
      (100000*Sin[25000*2 Pi t] + 101000 -  
        ((101000 + 2*sigma/R0 - p[T])*(R0/R[t])^(21/5) + p[T]) +  
        2*sigma/R[t] + 4*R'[t]/(R[t]*1000))/1000 == 0,  
      R[0] == R0,  
      R'[0] == 0  
    },  
    R[t],  
    {t, 0, 5/25000}  
  ];
```

```
transcendentalEq =  
  101000*(R0^3/Rfunc[t]^3) * (T/T0) + p[T] Exp[5000 (1/T0 - 1/T)] ==  
  (101000 + 2*0.07225/R0) * (Rfunc[t]/R0)^3 + p[T];
```

```
Tsolution = T /.  
  FindRoot[  
    transcendentalEq /. {t -> tValue},  
    {T, 300}  
  ];
```

```
Tsolution
```

```
minR = First@FindMinimum[R[t] /. sol, {t, 0, 5/25000}];
```

```
Rmax = R0 / minR;
```

```
Rmax  
];
```

```
sigmaValues = Range[0.0125, 0.0725, 0.001];
```

```
results = (findMaxR /@ p0Values)^4;
```

```
RFuncs = results[[All, 1]];
```

```
Tsolution
```

```
import numpy as np  
import pandas as pd  
import matplotlib.pyplot as plt
```

```

from scipy.signal import find_peaks

data = pd.read_csv(file_path)
data = np.array(data)
x = data[:, 0]
y = data[:, 1]
peaks, _ = find_peaks(y)
peak_averages = []

radius = 1000
for peak in peaks:
    left_idx = max(0, peak - radius)
    right_idx = min(len(x), peak + radius)

    x_range = x[left_idx:right_idx]
    y_range = y[left_idx:right_idx]

    valid_y = y_range[y_range > 400]

    if len(valid_y) == 0:
        avg = np.nan
    else:
        avg = np.mean(valid_y)

    peak_averages.append(avg)
Teff = np.average(peak_averages[0:5])

```

(4) Mathematica, Python 求解环境温度与温度关系

$R_0 = 40 \cdot 10^{-6}$;

```

findMaxR[p0_] := Module[{sol, minR, Rmax},
  sol = NDSolve[
    {R[t] R''[t] + 1.5 (R'[t])^2 +
      (100000*Sin[25000*2 Pi t] + 101000 -
        ((101000 + 2*0.7225/R0 - p[T])*(R0/R[t])^(21/5) + p[T]) +
        2*0.7225/R[t] + 4*R'[t]/(R[t]*1000))/1000 == 0,
      R[0] == R0,
      R'[0] == 0
    },
    R[t],
    {t, 0, 5/25000}
  ];
  transcendentalEq =
  101000*(R0^3/Rfunc[t]^3) * (T/T0) + p[T] Exp[5000 (1/T0 - 1/T)] ==

```

```
(101000 + 2*0.07225/R0) * (Rfunc[t]/R0)^3 + p[T];
```

```
Tsolution = T /.
```

```
FindRoot[  
  transcendentalEq /. {t -> tValue},  
  {T, 300}  
];
```

```
Tsolution
```

```
minR = First@FindMinimum[R[t] /. sol, {t, 0, 5/25000}];
```

```
Rmax = R0 / minR;
```

```
Rmax  
];
```

```
T0Values = Range[300, 360, 1];
```

```
results = (findMaxR /@ p0Values)^4;
```

```
RFuncs = results[[All, 1]];  
Tsolution
```

```
import numpy as np  
import pandas as pd  
import matplotlib.pyplot as plt  
from scipy.signal import find_peaks
```

```
data = pd.read_csv(file_path)
```

```
data = np.array(data)
```

```
x = data[:, 0]
```

```
y = data[:, 1]
```

```
peaks, _ = find_peaks(y)
```

```
peak_averages = []
```

```
radius = 1000
```

```
for peak in peaks:
```

```
    left_idx = max(0, peak - radius)
```

```
    right_idx = min(len(x), peak + radius)
```

```
    x_range = x[left_idx:right_idx]
```

```
    y_range = y[left_idx:right_idx]
```

```
    valid_y = y_range[y_range > 400]
```

```
    if len(valid_y) == 0:
```

```
        avg = np.nan
```

```

else:
    avg = np.mean(valid_y)

    peak_averages.append(avg)
Teff = np.average(peaks_average[0:5])

```

(5) Mathematica, Python 求解驱动压强与温度关系

```

R0 = 40*10^-6;
T0 = 300

```

```

findMaxR[p0_] := Module[{sol, minR, Rmax},
  sol = NDSolve[
    {R[t] R''[t] + 1.5 (R'[t])^2 +
      (p0*Sin[25000*2 Pi t] + 101000 -
        ((101000 + 2*0.07225/R0 - p[T])*(R0/R[t])^(21/5) + p[T]) +
        2*0.07225/R[t] + 4*R'[t]/(R[t]*1000))/1000 == 0,
      R[0] == R0,
      R'[0] == 0
    },
    R[t],
    {t, 0, 5/25000}
  ];

  transcendentalEq =
    101000*(R0^3/Rfunc[t]^3) * (T/T0) + p[T] Exp[5000 (1/T0 - 1/T)] ==
    (101000 + 2*0.07225/R0) * (Rfunc[t]/R0)^3 + p[T];

  Tsolution = T /.
    FindRoot[
      transcendentalEq /. {t -> tValue},
      {T, 300}
    ];

  Tsolution

  minR = First@FindMinimum[R[t] /. sol, {t, 0, 5/25000}];

  Rmax = R0 / minR;

  Rmax
];

p0Values = Range[6000, 12000, 1000];
results = (findMaxR /@ p0Values)^4;

```

```
RFuncs = results[['All', 1]];
Tsolution

import numpy as np
import pandas as pd
import matplotlib.pyplot as plt
from scipy.signal import find_peaks

data = pd.read_csv(file_path)
data = np.array(data)
x = data[:, 0]
y = data[:, 1]
peaks, _ = find_peaks(y)
peak_averages = []

radius = 1000
for peak in peaks:
    left_idx = max(0, peak - radius)
    right_idx = min(len(x), peak + radius)

    x_range = x[left_idx:right_idx]
    y_range = y[left_idx:right_idx]

    valid_y = y_range[y_range > 400]

    if len(valid_y) == 0:
        avg = np.nan
    else:
        avg = np.mean(valid_y)

    peak_averages.append(avg)
Teff = np.average(peak_averages[0:5])
```

附录 2：数据处理相关程序 (用 Igor 软件处理 CCD 相机拍摄的光强数据)

```
#pragma rtGlobals=1 // Use modern global access method.

function removejump() //把照片里面特别亮的点去掉。
    variable i,j
    variable maxium=200
    wave data1
    for (i=0;i<1040;i=i+1)
        for (j=0;j<1392;j=j+1)
            if (data1[i][j] > maxium)
                data1[i][j]=0 //所有大于 200 的点都认为是坏点，去除掉。
            endif
        endfor
    endfor
end

function getsum() //求和
    variable i,j, total=0
    variable x1=800,y1=500
    variable x2=1000,y2=600
    wave data1
    removejump()
    for (i=x1;i<x2;i=i+1)
        for (j=y1;j<y2;j=j+1)
            total+=data[i][j]
        endfor
    endfor
    print total
end

function runall() //把图片一个个地复制到新数组 data，然后运行求和程序
    duplicate /o 'run3-background.tif', data
    getsum()
    duplicate /o 'run3-10s.tif', data
    getsum()
    duplicate /o 'run3-25s.tif', data
    getsum()
    duplicate /o 'run3-50s.tif', data
    getsum()
    duplicate /o 'run3-75s.tif', data
    getsum()
    duplicate /o 'run3-100s.tif', data
    getsum()
end
```

实验大记事

2023 年 12 月中旬开始组队，12 月底组队成功。

2024 年 1 月初-4 月中旬：选题

1 月 21 号线上腾讯会议-第一次选题讨论

2 月 17 日线上腾讯会议-第二次选题讨论

3 月 24 日线下第一次碰头-珠江路新世纪中心——第三次选题讨论

4 月 10 日线上腾讯会议-第四次选题讨论：确定选题：声致发光

2024 年 4 月中旬-5 月中旬：文献调研

5 月 8 日线上腾讯会议-文献调研方向与分工。

5 月 15 日线上腾讯会议-文献汇总与实验方案讨论

2024 年 5 月中旬-8 月中旬：实验装置搭建与实验

5 月 25 日线下-南京大学实验室-第一次实验&方案改进

6 月 14 日线下-南京大学实验室-第二次实验&方案改进

6 月 15 日线下-南京大学实验室-第三次实验&方案改进

6 月 22 日线下-南京大学实验室-第四次实验&方案改进

7 月 1 日线下-南京大学实验室-第五次实验&方案改进

7 月 3 日线下-南京大学实验室-第六次实验&方案改进

7 月 6 日线下-南京大学实验室-第七次实验，肉眼看到微弱光点。

7 月 13 日线下-南京大学实验室-第八次实验，肉眼看到光，但相机没拍到光

7 月 14 日线下-南京大学实验室-第九次实验，CCD 相机成功拍摄到光斑，测量了不同积分时间、不同驱动声压、不同温度以及添加不同表面活性剂对发光强度的变化情况。

8 月 14 日线下-南京大学实验室-第十次实验，重新补做温度-发光强度实验以及甲醇与异丙醇对气泡发光强度的影响实验。

2024 年 7 月中旬-9 月中旬：理论模型推导与构筑、实验数据整理与分析、论文撰写与修改。期间多次腾讯会议讨论。

理论方面，通过文献调研，开始尝试气泡声致发光理论推导。学习了流体力学相关知识，自学使用 Python, Mathematica 等工具进行计算和编程，建立了声

致发光的相变-绝热理论模型，通过数值模拟给出了发光强度与重要物理参数之间的定量关系。

实验方面，学习了如何用 Igor 软件处理数据、编程、画图。学习了如何进行曲线拟合，如何看图说话分析数据。

对论文进行了整体补充和超过 20 轮的修改。

实验相关图片：



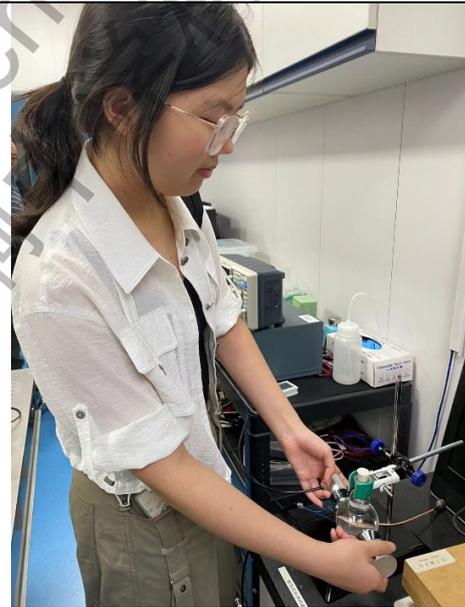
5月25日实验装置搭建



5月25日实验方案讨论



6月14日固定烧瓶



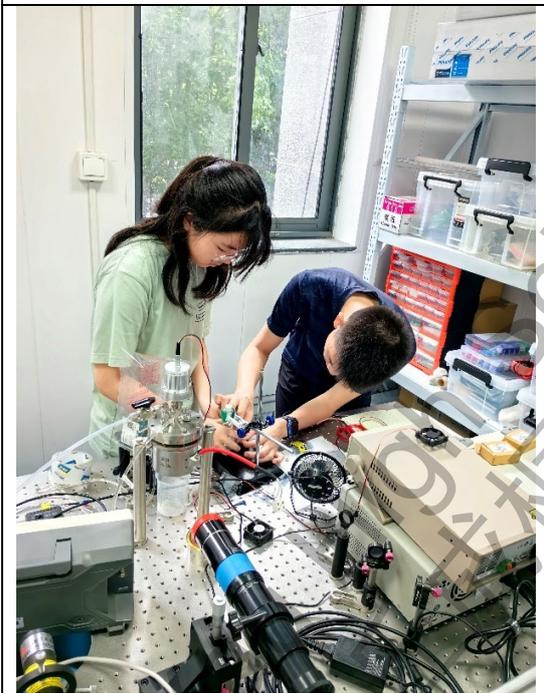
6月14日超声波实验装置搭建



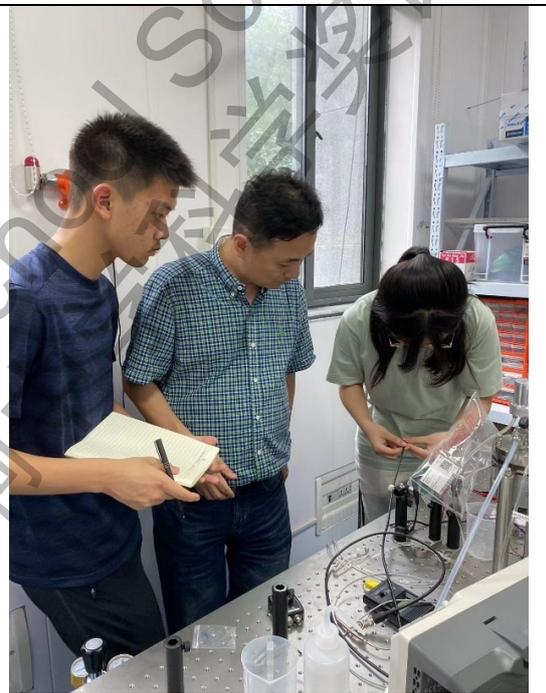
6月15日动手焊接



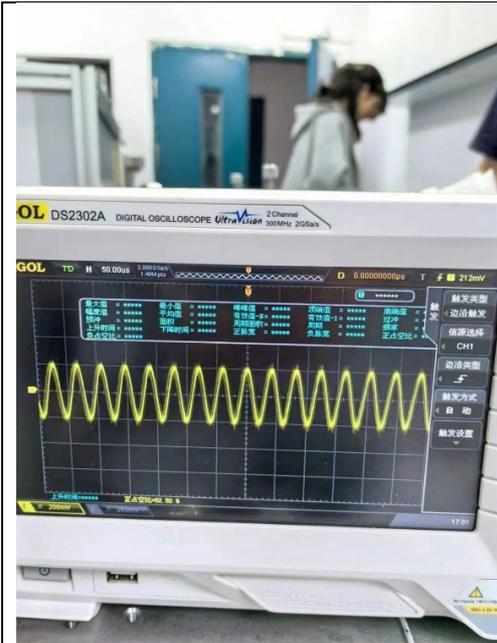
6月15日获得稳定驻波



6月22日



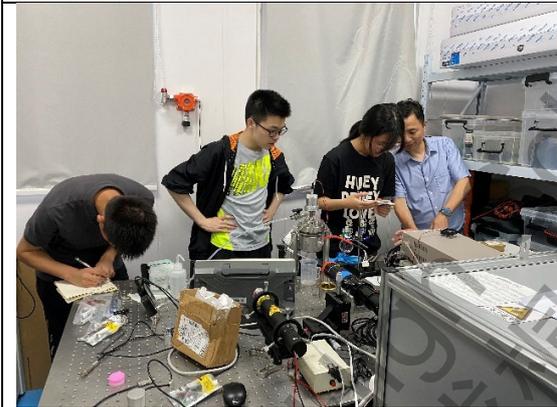
6月22日



7月1日获得稳定驻波



7月1日观察气泡发光



7月3日实验遇到困难



7月3日寻找实验失败原因



7月6日手动焊接



7月6日手动焊接

2024 S.-T. Yau High School
仅用于2024丘成桐中学科学



7月13日排查相机拍不到光的原因



7月13日探讨相机拍不到光的原因



7月14日成功拍摄到光斑



7月14日声致发光装置



8月14日补做实验&理论建模讨论

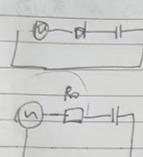


8月14日补做实验&理论建模讨论

部分实验数据记录手稿&电路理论图像

标定时 100mV 输出 $\rightarrow 0.06\text{A}$ $\phi = 2.6\text{ms}$
 $2.6 = 40 \times 300 = 12000$
 倒置 $R = 26\Omega$

调子至 50kHz 此时: 4V 0.11A
 5kHz 3.7V 0.03A



幅度值	5kHz	$\phi \rightarrow 0$
82mV	160mV	2.9V
164	200	5.9V
274	300	8.7V
365	400	12.2V
	500	16.7V

15kHz
100mV

15kHz 时 100mVpp $\phi = 1.8\text{ms}$
 $\Delta\phi = 9.72^\circ$

100mVpp 时	$I = 0.05\text{A}$	$V = 22.7$	89mV	3.4V
200mVpp	0.07A		203mV	6.7V
300mVpp	0.10A	($\Delta\phi = 14.04^\circ$)	203mV	10V

Date:

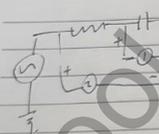
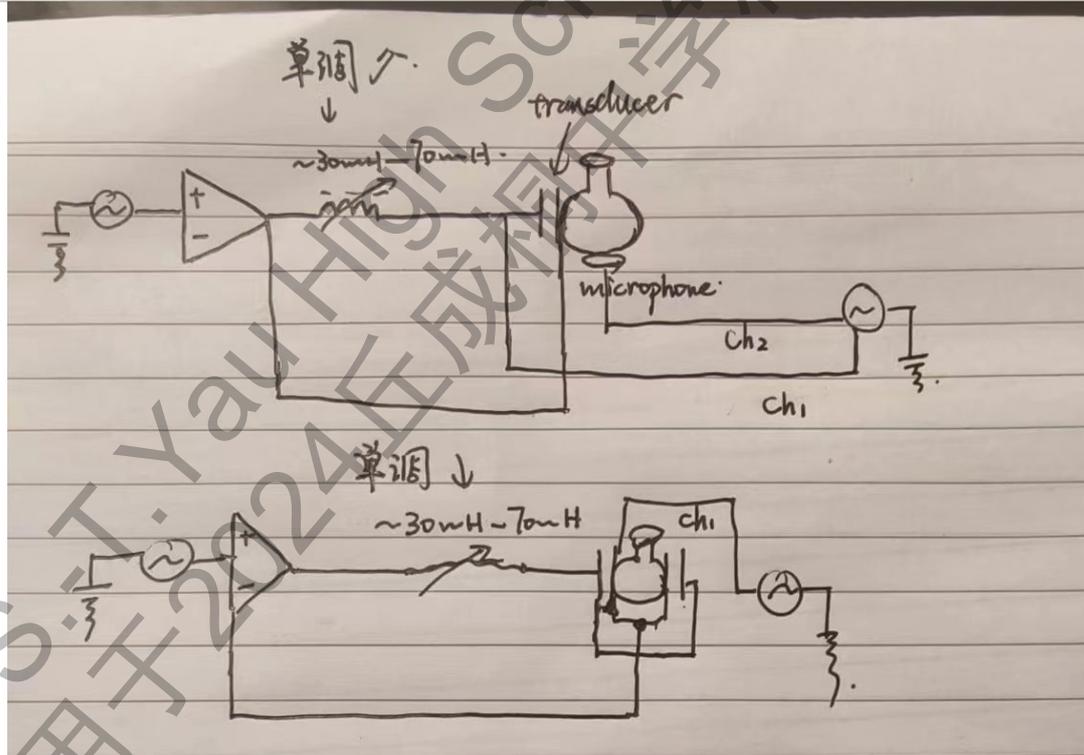
400mVpp	0.12A	100mV	12.4V
500mVpp	0.15A	150mV	16.2V

25kHz 时 $2.2\text{ms} \Rightarrow 1.20^\circ$

100mVpp	0.06A	101mV	3.5V	2.2ms
200mVpp	0.10A	180mV	6.6V	2.6ms
300mVpp	0.14A	290mV	9.7V	2.6ms
400mVpp	0.18A	400mV	13.3V	2.6ms
500mVpp	0.24A	500mV	16.6V	1.4ms

加入电感后:

25kHz 时				
50mV	0.15A	1.5V	1.5V	-1.6ms
100mV	0.25A	2.9V	2.9V	-1.6ms
200mV	0.40A	5.8V	5.8V	1.6ms
300mV	0.60A	8.7V	8.7V	4.6ms
400mV	0.80A	11.6V	11.6V	2.2ms

Round 5 ~~100% 酒精~~

目的: 研究酒精浓度对光强的影响

100% 酒精

7:38 1st experiment: 100mL 水 + 0.3 mL 酒精 (0.052 mol/L)

7:44 重复试验 (调节探头位置) 无明显现象, 探测不到发光

去除酒精等, 剩 100 mL 水

7:52 作对照实验, 看到光 (run 8-0.3-2)

加入 0.3 mL 酒精

8:01 1st experiment: 看到光但位置变动, 证明: 光斑出现在探头位置

8:01 0.3 mL 重复做, 将探头卸力, 光位置偏向中间

加入 0.6 mL 酒精

8:17 2nd experiment: run 8-0.6-2. 光斑变小、弱

加入 0.9 mL 酒精

8:25 3rd experiment: run 8-0.9-2

加入 0.12 mL 酒精

8:33 4th experiment: run 8-1.2-2

由于光斑变小不明显将步长改成 0.6 mL 酒精

8:42 5th experiment: run 8-1.8-2 仍观测不到光

加 2.7 mL 酒精

8:47 6th experiment: run 8-2.7-2 光斑更细了

加 3.6 mL 酒精

8:53 7th experiment: run 8-3.6-2 明显 weak (相较前)

加 4.5 mL 酒精

9:05 8th experiment: run 8-4.5-2 明显 weak (相较前)

加 6.3 mL 酒精

9:11 9th experiment: run 8-6.3-2 明显 weak (相较前)

加 8.1 mL 酒精

9:18 10th experiment: run 8-8.1-2 明显 weak (相较前)

Round 10

测量 T 对光的影响 run 10-1

Before 9.9°C → 13.9°C ↑

After 13.7°C

Average: 11.35°C

run 10-2	run 10-4	run 10-6
Before 13.7°C	Before 25.9°C	Before 35.9°C
After 20.5°C	After 31.3°C	After 40.3°C
Average: 17.1°C	Average: 28.6°C	Average: 38.1°C
run 10-3	run 10-5	run 10-7
Before 20.6°C	Before 31.3°C	Before 40.3°C
After 25.9°C	After 35.9°C	After 44.4°C
Average: 23.25°C	Average: 33.6°C	Average: 42.35°C

8:14

Date: 19s	100s	50s	
run 1-1	run 1-2	run 1-3	run 1-4
初 18.9	初 21.4	初 23.3	21.5
末 18.3	末 20.3	末 21.5	28.5
28.5	run 1-5	run 1-6	run 1-7
30.5	28.5	30.5 +1.6	32.1
29.5	32.1	33.9	35.6
31.3	31.3	33	34.75
run 1-10	run 1-11	run 1-12	run 1-13
37.2	38.5	40.0	41.5
38.6	40.0	41.3	42.6
37.9	39.3	40.65	41.95
run 1-15	run 1-16	run 1-17	run 1-18
43.8	44.9	46.1	47.2
44.9	46.1	47.2	48.4
44.35	45.5	46.65	47.8
run 1-20	run 1-21	run 1-22	run 1-23
49.3	50.3	51.2	52.0
50.3	51.2	52.0	52.5
49.8	50.75	51.6	52.25

120 mL 水

2024 仅用

分工与合作:

论文选题: 魏楚朋、谢晓蕾、王梓博共同完成;

实验装置搭建: 魏楚朋、王梓博、谢晓蕾共同完成;

预备实验: 谢晓蕾、王梓博、魏楚朋共同完成;

实验一: 发光强度与驱动声压关系: 谢晓蕾、王梓博共同完成;

实验二: 发光强度与表面张力关系: 谢晓蕾、王梓博共同完成;

实验三: 发光强度与液体温度关系: 王梓博、谢晓蕾共同完成;

理论模型与推导: 魏楚朋主要完成, 谢晓蕾与王梓博多次参与讨论;

论文撰写: 三人均全程参与, 多次讨论, 反复修改。

魏楚朋: 理论模型的撰写和修改;

谢晓蕾: 预备实验、实验一、实验二的数据分析与讨论, 以及这三部分内容的撰写和修改;

王梓博: 论文实验数据的记录, 实验三的数据分析与讨论, 摘要、引言、实验三以及结论与展望等内容的撰写与修改。

参赛队员信息

姓名：魏楚朋 性别：男

学校：南京外国语学校 年级：高三

简介：各学科齐头并进，成绩优秀。对物理有浓厚的兴趣，多次参加物理学科竞赛，英语口语能力突出。

2023 年 全国高中生物理竞赛（复赛）江苏赛区一等奖

2023 年 BPhO Round2 全球金奖

2024 年 美国物理竞赛 Physics Bowl 亚洲前十

姓名：谢晓蕾 性别：女

学校：南京外国语学校 年级：高二

简介：各学科齐头并进，成绩优秀，动手能力强，善于思考，具有优秀的团队协作能力和英语口语表达能力。

2024 年第十二届江苏省中学生物理学术创新竞赛个人赛一等奖

姓名：王梓博 性别：男

学校：南京外国语学校 年级：高二

简介：各学科齐头并进，成绩优秀。具有较强的实验操作能力和优秀的团队协作能力，热衷观察实际问题并实践探索，英语口语表达能力突出，擅长系统分析。

2024 年 美国物理竞赛 Physics Bowl 金奖

2024 年 美国数学竞赛 ARML 全球第 5、金奖