

红外物理与技术译丛

# 新型红外探测器

上海科学技术情报研究所

新型红外探测器

\*

上海科学技术情报研究所出版  
新华书店上海发行所发行  
上海商务印刷厂印刷

\*

开本: 787×1092 1/16 印张: 5.25 字数: 120,000  
1973年11月第1版 1973年11月第1次印刷  
印数: 1—5,100

代号: 151634·142 定价: 0.75元

(只限国内发行)

# 前 言

在最近二十多年中，国外在红外物理与技术方面有了很大的发展。他们首先是为了军事的需要，在保密的条件下进行了大量的研究工作。在此期间，由于半导体物理学、固体物理学、光学和低温技术的发展，使高灵敏的红外探测器件，性能优良的红外光学材料以及相干红外辐射源得以实现，促进了红外物理学（包括红外辐射与物质的相互作用研究，物体的红外辐射特性研究，红外辐射在大气中的传输特性研究等）的发展。目前，红外技术已成功地应用于军事、工农业生产、医学和科学研究等各个领域。近年来兴起的远红外光谱的研究及天体的红外观测，必将扩大和深化人们对物质世界的认识。

为加速我国红外物理与技术赶超世界先进水平的步伐，我们遵照伟大导师毛主席“洋为中用”的教导，对近年来的国外发展进行了调查研究，并选译了一些有代表性的文献，分门别类地分成数册，作为“红外物理与技术译丛”出版。已经拟定的分册有：

1. 红外技术在气象卫星中的使用
2. 红外探测器
3. 红外技术应用
4. 红外仪器与技术
5. 新型红外探测器
6. 红外光学材料
7. 红外大气传输的研究

限于我们水平，工作也不很细致，缺点和错误一定不少，恳请批评指正。

上海市红外物理与技术译丛编辑组

1973.10.

30989

# 毛主席语录

对于外国文化，排外主义的方针是错误的，应当尽量吸收进步的外国文化，以为发展中国新文化的借镜；盲目搬用的方针也是错误的，应当以中国人民的实际需要为基础，批判地吸收外国文化。

中国人民有志气，有能力，一定要在不远的将来，赶上和超过世界先进水平。

# 目 录

红外辐射对气体等离子体的作用.....	(1)
液晶的反常光学性质的评论.....	(6)
水冷型胆甾醇红外成象器件.....	(11)
约瑟夫逊效应远红外探测器.....	(15)
超导电感型的红外传感器.....	(22)
点接触二极管探测器.....	(26)
红外辐射的热释电探测.....	(31)
热激磁探测器.....	(37)
能斯脱探测器.....	(46)
非晶态 Ge-Pb-Sn-Te 合金的光电导性.....	(58)
非晶态锗膜和硅膜的光电导性.....	(66)
硫族玻璃测辐射热计.....	(72)
在 10.6 微米下用薄膜热探测器的外差探测.....	(76)

# 红外辐射对气体等离子体的作用

H. Merkelo, J. P. Kaplafka, L. Goldstein

已经证明 10 微米波长附近的红外辐射与单原子气体的等离子体有相互作用。这种相互作用的结果提供了探测 CO<sub>2</sub> 激光辐射脉冲的两种独立的方法(光学的与电学的)。探测的响应时间较快(小于 1 微秒)。对产生等离子体的气体温度没有限制。对于各种不同的任务,可采用不同大小和形状的离子体介质。所述的这类等离子体可用来监视红外辐射与微波辐射脉冲,甚至两者同时存在于等离子体内时也可监视。

对所观察到的效应中的基本过程的认识及定量了解正在作进一步研究。

本篇简单地报告红外辐射与气体等离子体相互作用的初步研究及应用这一效应的可能性。特别强调,在 CO<sub>2</sub> 激光的 9~11 微米波长范围内,存在或不存在微波脉冲时,用气体等离子体来探测红外辐射脉冲。

## 一、对所考虑的等离子体介质的概述。同高频电磁波的相互作用

为简单起见,首先考虑弱电离、低压(<10 托)稀有气体及它们的一些混合物。

等离子体是由电极间的脉冲电场或连续电场产生的。电极的结构与放置要适合于红外及微波辐射在等离子体内的传播。密闭所研究气体的容器应对气体被激发后所发射的可见辐射透明。

本篇限于概述,仅考虑在 9~11 微米波长范围的红外脉冲(由 CO<sub>2</sub> 激光发射)及在 3~10 厘米波长范围的微波脉冲。

1. 弱电离气体一般可认为是中性原子气体与带电粒子(即自由电子  $e$  和正离子  $i$ ) 气体的混合气体

它们之间存在着连续的相互作用。作为一种好的近似,这种混合气体的状态方程可

以用如下的定律来表示,即气体在容器内的总压力  $P_t$  等于其各组元的分压力之和:

$$P_t = P_e + P_i + P_n$$

或者,按照气体动力学,写成

$$P_t = n_e k T_e + n_i k T_i + N k T_g$$

这里  $(n_e, T_e)$ ,  $(n_i, T_i)$  及  $(N, T_g)$  分别代表电子、离子及中性气体原子的密度与温度。有一部分中性原子处于各种不同的激发态(辐射的或非辐射的)。<sup>\*</sup>

观察到的任何现象都是由于组元之间的相互作用所引起的。因为用电学方法激发这些气体,所以电子和离子便从电场中获得并积累动能。大量碰撞使它们的运动趋于无序,因而它们的温度较中性气体的温度为高。离子具有原子的质量,同中性气体原子保持极好的热接触,达到的温度仅仅比中性气体的温度稍高。但是,电子气体因为同重粒子的热接触差,达到的温度可以比中性气体温度高几个数量级。因而,由于电子的作用,中性气体原子直接从基态或从受激态电离和激发。

只要外电场能给予电子以足够的能量,

<sup>\*</sup> 严格讲,也应该包括光子气体部分,但是,鉴于这里所考虑的情况,忽略它并不致对理解带来多大损失;等离子体对其自身辐射的大部分是透明的

上述情况就继续存在,而且  $T_e \gg T_i \sim T_g$ 。电子温度的升高,或者更准确地说,电子气体的平均能量是受几何条件限制的。对于低压情形,几何条件决定了荷电粒子的损失率。稳态条件相当于荷电粒子的产生和损失之间达到平衡。如果气体电离是从原子基态发生的,这种等离子体便叫做活动的等离子体(active plasma)。

## 2. 不活动的等离子体。余辉

如果去掉激发与维持等离子体的源,那末电子温度主要通过和中性气体的热接触而降低,并趋于中性气体温度。一旦电子温度下降到足够低,只能使很少的原子进一步电离,甚至对受激(亚稳)原子的电离也是这样,这时等离子体就成为不活动的了。在由初始条件及剩余电荷损失率所决定的时间内,这种等离子体出现衰减。

荷电粒子因体内复合和表面复合而损失。受激原子通过辐射迅速衰减( $<10^{-6}$ 秒),而那些处于非辐射态的受激原子则通过其它过程衰减。未受体内复合的电荷借助扩散(这是与几何条件极其有关的过程)到达容器的表面。

下面将处理低压、单原子气体在通常温度下的等离子体。电离度  $n_i/N$  可以小到  $10^{-4} \sim 10^{-8}$ 。密度为  $10^{16} \sim 10^{18}$  原子/厘米<sup>3</sup>的气体,电荷密度范围是  $10^9 \sim 10^{12}$ /厘米<sup>3</sup>。

另一方面,根据电子温度,将讨论这样两类等离子体:

a)  $T_e/T_g \gg 1$ , 连续激发的活动的等离子体;

b)  $T_e/T_g \sim 1$ , 衰减中的不活动的余辉等离子体。

对在  $77 \sim 300^\circ\text{K}$  的气体温度范围不活动的氦等离子体中体内复合过程的研究,促使我们用低能光子( $h\nu < 0.15$  电子伏)辐照这样的等离子体,这些低能光子可以方便地由  $\text{CO}_2$  激光获得。

## 3. $\text{CO}_2$ 激光辐射对低压稀有气体中产

## 生的不活动等离子体的作用

应用约 10 微米红外量子的基本思想是出于下面的考虑:

当一个电子与一个正离子复合时,电中性的原子可以处于该原子的任何可能的激发态上。而在电子逐步落向基态时,这样的原子便发出光量子来,其中一部分在可见光部分。所有原子这样发射出来的光的总和就构成了余辉,对它可以进行分光。

在最可能的复合(包括两个电子与一个正离子)过程中,被俘获的电子开始有很大几率处于原子的很高的激发态。这种态由高的主量子数( $n > 8, 9, 10$ , 等)来表征。这样一个激发态的能级  $E_n$  十分靠近原子的电离能  $E_i$ 。如果有足够浓度的满足  $h\nu(\text{红外}) > E_i - E_n$  条件的高激发态的原子存在,即可产生光电离,从而使得等离子体的可见光输出猝灭。这是因为,如果激发态遭到破坏,就不再有激发到高能态的原子提供电子去占据低能态,而可见光正是由于电子从高能态落入低能态发出的。又因为有新的电子被释放出来,所以自由电子密度将增加。

这样,就有了检验这一假设的两种独立的方法:

- 1) 光学的,通过观察光的猝灭;
- 2) 电学的,通过测量等离子体电导率的变化。

## 二、现象概述

因为任何一类原子的能级都是非常近于连续的,可以预期在许多种气体内都能产生红外光子使可见光猝灭的现象。我们最初的实验(图 1)是用氦等离子体及 Q-开关  $\text{CO}_2$  激光发射的红外进行的。我们已经能够轻而易举地证明所有低压稀有气体的余辉都显示出同样的效应。

不难理解,鉴于光电离截面比较小,需要相当高强度的红外辐射才能观察到这类效



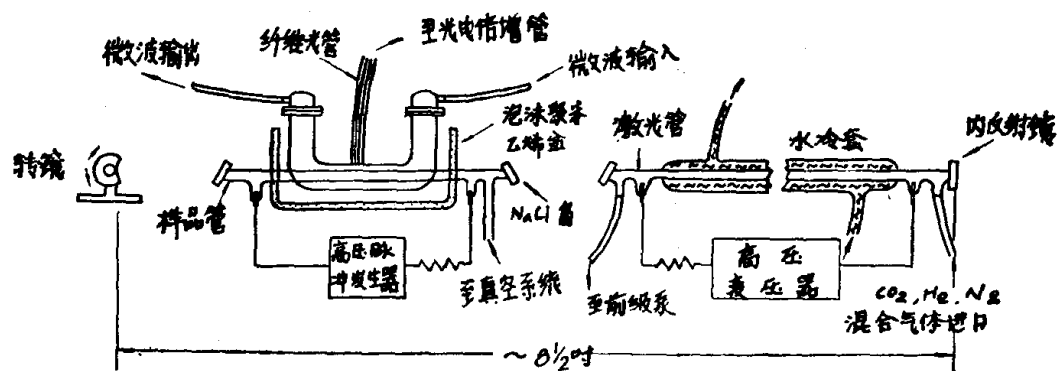


图1 装置的截面图

应。Q-开关 CO<sub>2</sub> 激光工作的腔内峰值功率约为 1 千瓦。

如果用高强度的辐射束来辐照，则除了单光子效应外，也可能发生多光子效应，可能产生从低量子数态到高量子数态的共振激发而不发生光电离。而且，在大功率时，红外可以同等离子体的自由电子气体直接作用，所观察到的现象可能部分是由于这种作用。

### 1. CO<sub>2</sub> 激光辐射对活动的放电等离子体的作用

在继续讨论红外光子同激发到接近电离态的原子的相互作用这一假设时，没有理由以余辉等离子体中那样低的电子温度和密度条件来限制等离子体。在低压稀有气体的直

流或交流放电等离子体内，接近电离限的激发态必须不断地从基态原子的激发来补充。然而，这些受激原子的浓度与在余辉等离子体中的不同。在余辉等离子体中，主量子数大的态是在慢电子同正离子的复合中被占据的，而不是被来自较低的态的电子所占据的！这里再次表明红外辐射效应基本上同所用单原子气体的性质无关。

应用如图 2 所示的冷阴极放电管可以检验出等离子体内电子密度、电子温度及与之有关的受激原子数不同的空间区。考虑两个根本不同的区域：a) 阴极区和 b) 正柱区(接近建立或充分建立的)。

图 3, 图 4 和图 5 表示红外对直流激发

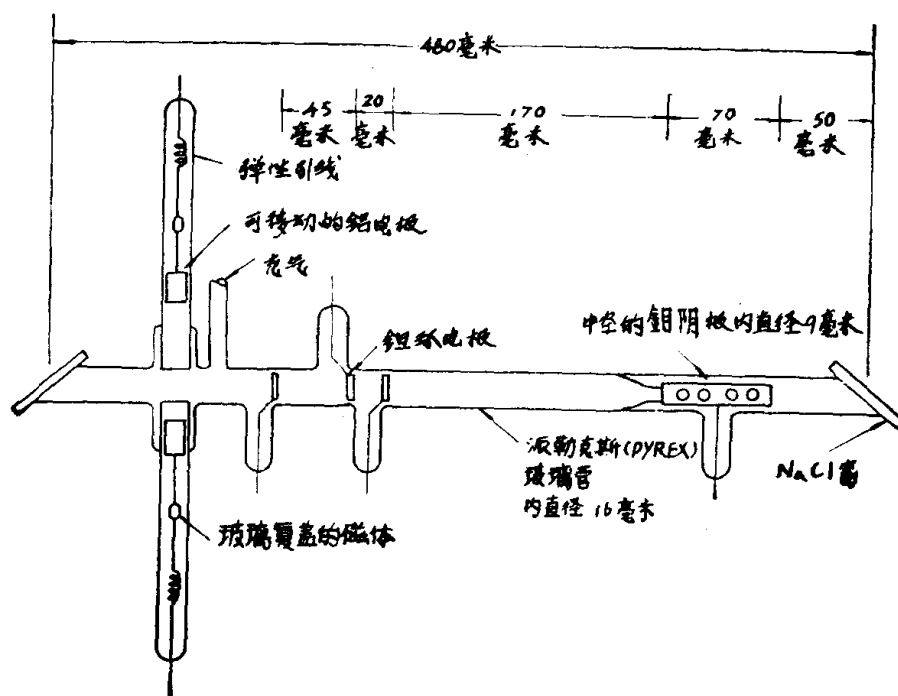


图2 进行红外相互作用实验的放电管



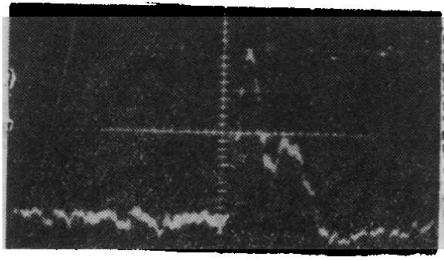


图3 直流激发氩放电中可见发射的红外猝灭;  
(5 微秒/格, 5 毫伏/格)

观察是在阴极附近做的。

(放电: 氩气压 0.85 托, 直径 16 毫米管中电流 14 毫安, 空心阴极)

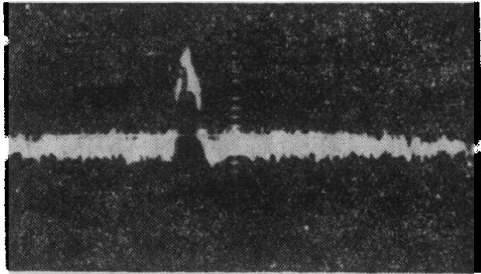


图4 直流激发氩放电中可见发射的红外猝灭;  
(20 微秒/格, 5 毫伏/格)

观察是在阴极附近做的。

(放电: 氩气压 1.3 托, 直径 16 毫米管中电流为 3.1 毫安, 空心阴极)

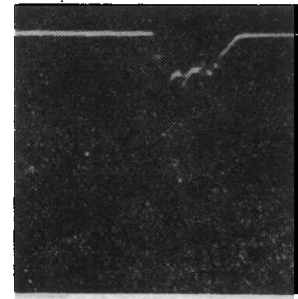


图5 直流激发氩放电中可见发射的红外猝灭;  
(10 微秒/格, 5 毫伏/格)

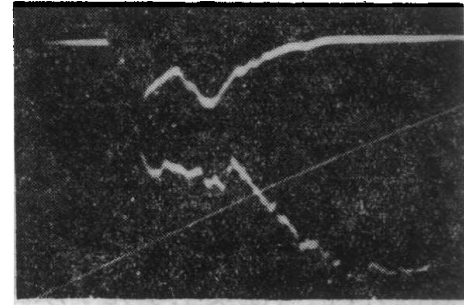
观察是在阴极附近做的。

(放电: 氩气压 17 托, 直径 16 毫米管中 75 毫安, 空心阴极)

稀有气体放电的可见发射的猝灭效应。可以看到 Q- 开关 CO<sub>2</sub> 激光辐射在光谱的可见区产生光效应, 这很容易通过光电倍增管进行监视。因而有可能用于红外图象变换。等离子体的响应快。图 6A 和图 6B 对用 Ge: Au 红外探测器(需在 77°K 的低温下工作)探测到的红外信号同在室温时从等离子体的光扰动所发现的红外信号作了比较。



(a)



(b)

图 6

4. 直流激发氩放电中可见发射的红外猝灭(可见发射: 图下部, 5 微秒/格, 10 毫伏/格, 红外: 图上部, Ge: Au 探测器, 5 微秒/格, 20 毫伏/格), 观察是在阴极附近做的(放电: 0.9 托氩, 14 毫安放电管直径 16 毫米, 空心阴极) B. (除 2 微秒/格以外, 与图 6A 相同)

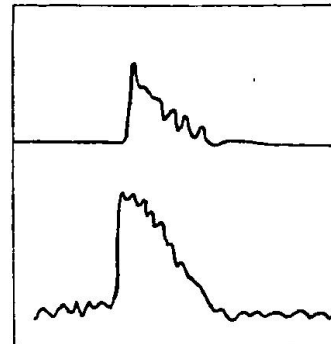


图7 直流激发氩等离子体中红外引起的电流扰动(图上部, 10 微安/格)和等离子体发射的猝灭(图下部, 10 微伏/格)

观察是在阴极附近做的。

(放电: 1.3 托氩, 7.5 毫安, 放电管直径 16 毫米, 空心阴极)

由于电子同基质气体的原子及离子之间有相互作用, 等离子体光强的任何变化都将伴随着发生直接或间接由红外所诱导的电子气体的扰动。电子气体的扰动系指其密度或温度的变化或两者都有变化。在直流放电中, 红外辐照时可观察到电流的变化, 它表现为电流的增加。这种电流调制象光效应一样

易于观察和测量。图7说明电流调制和光效应一样快速、一样可靠。但是,必须记住进行比较的事实:电流是对整个放电区域的积分效应,而可见光仅取样于等离子体的一小部分体积,红外辐射束并不通过等离子体的全部。无论怎样,它们是监视 CO<sub>2</sub> 激光脉冲的两个各自独立的方法。要注意红外辐射束的横截面比等离子体的横截面可以大也可以小。气体等离子体是高度柔性介质,可对它们的尺寸及形状进行设计来完成许多特殊任务,这类任务之一就是利用气体等离子体来探测同时或非同时存在的微波和 CO<sub>2</sub> 激光红外辐射的脉冲。

## 2. 气体等离子体中的微波和红外辐射脉冲

现已弄清,能在气体等离子体内传播的微波,仅仅同等离子体的自由电子气体发生

直接的相互作用,所引起的物理现象可用来探测和监视微波脉冲。

图8表示当微波和红外辐射脉冲同时地或相继地通过等离子体时所观察到的效应。

等离子体的光脉冲输出的一个有趣的性质是微波引起光强的改变不论是增加或减小,红外脉冲都使输出光猝灭。因而等离子体具有可区别红外频率和微波频率脉冲的鉴别能力。

## 3. 作为 9~11 微米范围红外探测器的灵敏度

至今还没有做过用以确定或减小最小可测红外辐射功率的努力。非常初步的估计指出在横截面为 1 厘米<sup>2</sup> 的放电管中,对于所讨论的等离子体条件,直流电流扰动提供每瓦入射功率约为 50 微伏的灵敏度。

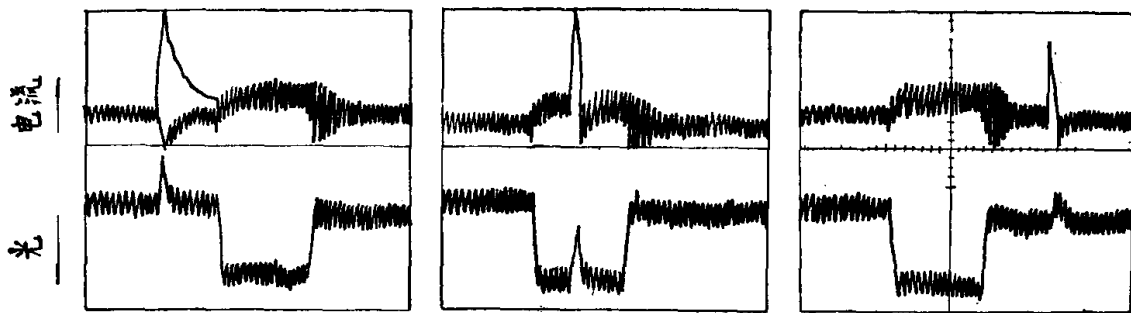


图8 红外和微波同直流激发等离子体的相互作用彼此无关的说明。

图上部为放电电流,图下部为等离子体的光发射

# 液晶的反常光学性质的评论

J. R. Mccoll

胆甾型液晶显示了重要的光学性质，它包括很强的旋光本领以及存在一个圆偏振辐射的最大反射带，这些性质可以用胆甾型液晶有螺旋形取向的结构来解释。其光学性质和螺距及光的双折射有关。依靠混合不同的液晶，以及用电场和磁场、机械转动、温度可以控制其螺距。在中红外和远红外区域，这些性质的研究实际上是空白，但是其理论应当和可见光一样可用于这些光谱区域。文中将给出某些重要结构和光学性质的说明。

## 引言

液晶是介于固体和液体之间的物质；在常识上它们是液体，因为它们以比较正常的粘滞性流动。但是因为液晶中的分子具有长程有序取向结构，这些物质就有相似于固体的各向异性的光学性质。近来对液晶的研究被这样的事实所大大刺激：因为这些物质是流体，它们各向异性的性质容易响应外界的刺激，例如电场和磁场、机械力、速度梯度及温度变化。此外，胆甾型液晶具有其它物质所没有的特殊的性质，例如很强的旋光本领（几百度/毫米），对于圆偏振光有一最大反射带。

本文将讨论液晶的结构，光学性质，它们对外界刺激的响应，以及作为红外装置的可能应用。这里讨论的不少性质以及其它有趣的性质近来已在有关文章<sup>[1~4]</sup>中作了探讨。

## 液晶的结构

最简单类型的液晶是向列型液晶<sup>[5]</sup>，如图1所示。向列型由细长的分子所组成，例如对氧化偶氮基苯甲醚(PAA)或者对甲氧基苯叉对邻丁基苯胺(MBBA)，甚至当分子

通过液体碰撞和扩散时，它也保持平行于某一平均方向。这一取向常常用一个单位方向矢量 $\vec{L}$ 来描写，它的取向由边界条件及电磁场的影响来决定。因为一个细长分子一般具有各向异性的极化率，所以向列型液晶是双折射的。一个已知取向的向列型液晶薄层的作用象一个双折射板。虽然分子彼此平行，但是有证据说明分子并不优先指上或指下；始终没有双轴向列型报道过。这种结构的观点已被X射线<sup>[6]</sup>以及NMR<sup>[7]</sup>研究所证实。

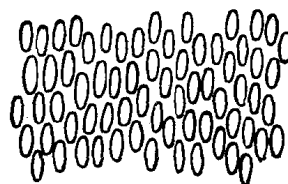


图1 向列型液晶结构图，分子平行而位置不齐

许多胆甾型醚和脂，以及其它一些光学性质活泼的分子，具有推广的向列型结构。在这种结构中分子平行于一个方向矢量，但是当垂直于方向矢量移动时，方向矢量被均匀地扭曲。在数学上，方向矢量用一个与螺距 $P$ 的螺旋线相切的单位矢量来描写。方向矢量是一个矢量，但分子并不如此，因此结构用 $P/2$ 周期重复它自己；正是这种准平面型结

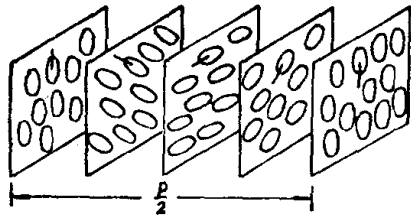


图2 胆甾型结构示意图

构给胆甾型以特殊光学性质(图2)。

某些纯粹化合物具有液晶相,但是某些化合物只有当它们用合适的溶剂稀释的时候才形成液晶(例如普通的肥皂);溶剂的作用是刚好部分地抑制了结晶化。

另一种类型的液晶结构是距列型(Smectic),在距列型中,分子形成不同晶状相的层状结构,这些层能十分自由的彼此滑动。但是,这里不打算讨论距列型液晶的性质。

## 液晶的光学特性

向列型液晶由于具有单轴对称,因此呈现出通常的单轴双折射。胆甾型液晶中的螺旋轴的存在从而大大地改变其光学特性。它的某些奇异特性列于图3<sup>[8,9]</sup>。对于某一螺距 $P$ 和主折射率 $n_1, n_2(n_2 > n_1)$ 的胆甾型液晶,在电磁波谱中的五个不同波长区域有显著不同的效应。

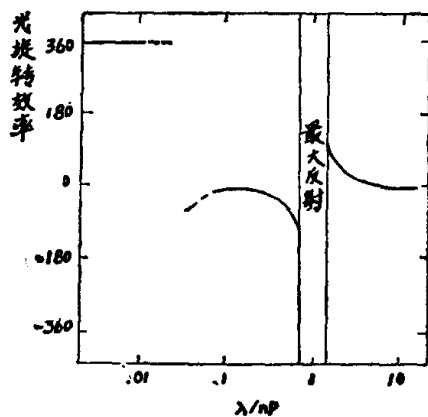


图3 螺距为 $P$ 对波长的平均折射率为 $n$ 的胆甾型液晶的旋光本领和最大反射区。  
单位是度/螺距

(1) 极短波长 当螺距同波长相比很长

时,标准模式是绝热地沿着螺旋主轴的线偏振波。这个特性不能不视为当然,但是只有对很短的波长才能发生: $\lambda \ll (n_2 - n_1)P$ 。

(2) 中短波长 对于波长 $\lambda = (n_2 - n_1)P$ 的两边,宽度大体2倍波长的范围内,标准模式是高度椭圆的,特性复杂,不能由简单的叙述阐明。

(3) 短波波长 对于 $(n_2 - n_1)P \ll \lambda < n_1 P$ ,标准模式几乎是圆偏振波,奇怪的也许是右旋波比左旋波传播的快(右旋胆甾),所以对于这些波长媒质的作用象具有旋转意义的光学转子,而不是其结构扭转的意义。

(4) 长波波长 对于 $\lambda > n_2 P$ ,系统起一具有象螺旋扭转同样意思的光学转子的作用。

(5) 最大反射 对于狭的波带, $n_1 P < \lambda < n_2 P$ 。入射的右旋波被全部反射,而左旋仍旧通过。就是这个效应给出胆甾型的有名的彩虹。当右旋波在通常的反射镜中垂直入射时,反射波左旋,但是胆甾型反射的光的偏振性质没有改变。

以上的所有效应已经由 de vries<sup>[9]</sup>的理论很好地解释,他用胆甾型的结构解媒质中的麦克斯韦(Maxwell)方程组。

由于 de vries, Chandrasekhar 和 Rao<sup>[10]</sup>的工作,使最大反射区域具体为一简单方法。设想由薄的厚度为 $b$ 的双折射层构成的胆甾型结构,并且使连续层的光轴转过一个角度 $\beta$ ;若 $b/\beta = P/2\pi$ ,这将是螺距为 $P$ 的胆甾型的分立模型。在每一分层面发生某些反射。若主折射率是 $n_1$ 和 $n_2$ 且 $n_2 > n_1$ 。在任何给定的分层面,我们把圆偏振入射光沿着入射层的主轴分解成两个分量,这样,快的分量 $E_1$ 在分层面遇到稍微大的折射率并且反射后改变 $180^\circ$ 位相,而慢的分量 $E_2$ 遇到稍微小的折射率,反射后没有改变位相。这种关系示于图4。因此,对于圆偏振入射波——入射的电向量——和反射波在分层面上以相反的方向旋转(图4c)。因为这些波以相反

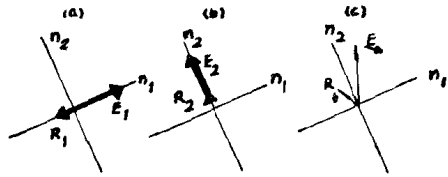


图4 在两个相同的双折射板  $n_2n_1$  间的分层面上入射电分量和反射分量的位相关系。其中一个板对另一个稍微偏转  
 a)  $E_1$  和  $R_1$  异相。 b)  $E_2$  和  $R_2$  同相。  
 c) 当  $E$  顺时针旋转,  $R$  反时针旋转

的方向传播,所以在通常的意义下它们具有圆偏振的同一性质。这种情形是完全相反于镜面反射的情形。

为了使最大反射的物理意义具体化,再取正入射波是圆偏振的,但是必须在分层的主轴系统上观察反射以得到反射右旋波的位相。对于右旋入射光位相推迟  $e^{-i\psi}$ , 式中  $\psi = 2\pi n_D Z / \lambda$ ,  $Z$  是在媒质中的传递距离,  $n_D$  等于右旋波的折射率。为了变成主轴系统以便考虑反射波,必须反时针旋转  $\theta = 2\pi Z / P$  (由入射光的光源看); 因为右旋波电向量是顺时针旋转,所以这个旋转就使之前进  $\theta$  位相,于是这个分层面的反射波的实际位相是  $e^{i(\theta-\psi)}$ 。现在反射波也是右旋,于是在从  $Z$  的后表面到前表面的传播过程中发生同样的现象; 在  $Z$  处从分层面离开反射媒质的光的位相是  $e^{2i(\theta-\psi)}$ 。如果  $\theta - \psi = 0$ , 即  $\lambda = n_D P$  从所有分面上的反射光将是同一位相并且发生一强的相长干涉,引起最大反射。对于左旋光,相长干涉则不能发生,因为对主轴系统的旋转相应于位相  $\theta$  的推迟。离开前表面的右旋辐射的净位相是  $e^{-2i(\theta-\psi)}$ , 它取决于到分层面的距离,因此从不同分层面的反射波是相消干涉。这样,右旋光能最大反射而左旋光依旧通过。

更详细的论述表明:  $n_1 < n_D < n_2$ , 于是某一波带最大地反射。

最后指出: 对于右旋和左旋胆甾型都能知道; 若所有的旋转情况都倒过来,对于左旋胆甾型,以上的讨论成立。

## 控制胆甾型液晶的螺距的方法

### 1. 温度依赖性

虽然胆甾型的最大反射特征性波段是相当吸引人的,但这仅仅是实验结果,除非存在很多办法去改变螺距,因而特征性反射波长也改变。最熟悉的控制螺距的方法是用螺距的温度依赖性。通常这种属性是这样的: 随着温度的增加,反射波长由红色变到蓝色; 也就是随着热扰动的增加,螺旋线变得更紧密的卷绕。

这种依赖性已被应用于内科变体的热照相<sup>[12]</sup>和工程应用的热照相<sup>[13]</sup>。具有广泛变化的热敏感性的材料现在可采用了<sup>[14]</sup>; 反射带能由红色变到蓝色,所相应的温度变化,从对于最敏感的材料  $0.5^\circ\text{C}$  到对于最差敏感材料的  $100^\circ\text{C}$ 。

### 2. 混合

人们能够容易地想象: 当不同螺距的胆甾型混合时,混合物将是胆甾型的,其螺距是个别组分的一些类型的平均值。一些作者<sup>[16~19]</sup>已经找到: 最终的螺距用简单的公式  $\frac{1}{P} = \sum_i \frac{x_i}{P_i}$  给出, 式中  $x_i$  和  $P_i$  分别是第  $i$  个成分的克分子分数和螺距。在应用这个公式时,必须细心地对右旋和左旋结构的螺距选取定的相反符号。这个公式似乎甚至也用到向列型 ( $P = \infty$ ) 和胆甾型的混合<sup>[16]</sup>。这种对于混合不同材料的自由选择无疑地允许人们最后做得出合适的任何实用的螺距和温度依赖性的胆甾型液晶。例如,对红外波段也许有用的某个长螺距的胆甾型,它能用这样的方法来构成,或者用少量的短螺距的胆甾型同向列型混合<sup>[17]</sup>, 或者用右旋和左旋胆甾型混合<sup>[18]</sup>。

### 3. 磁场和电场

所有已知的液晶化合物是弱抗磁性的,并且对磁场是稍微各向异性的。各向异性的

液晶往往是这样的:沿其长轴,分子有稍少的抗磁性,因此在磁场中分子偏向于和场一致。实际上,每个分子的趋向能较  $kT$  小很多数量级,但在液晶中分子是已经排列好,并且处于流动状态,于是它们能响应磁场运动。例如,在 10,000 高斯磁场  $H$  中,趋向能是  $1/2x_a H^2 \approx 10^{-20}$  尔格/分子 ( $x_a \approx 10^{-7}$  电磁单位/厘米<sup>3</sup> 是磁化率的各向异性部分),和室温下的  $kT \approx 4 \times 10^{-14}$  尔格相比较。但是,在 1 微米<sup>3</sup> 中一般具有  $3 \times 10^9$  个分子,给出的趋向能比  $kT$  大  $10^3$  倍。液晶对磁场响应这一事实是存在长程有序趋向的明显证明。

当所受磁场垂直于胆甾型的螺旋轴时(具有右旋的磁各向异性符号),与磁场成小角度的分子被诱导到与磁场更密切地一致;这就导致单纯地脱离胆甾型的结构,也就是产生较长的螺距。

de Gennes<sup>[19]</sup> 和 Meyer<sup>[20]</sup> 已把 Frank<sup>[21]</sup> 的弹性理论应用到这个问题,计算由于磁场所致的结构和螺距的变化。其结果是:螺距增加到:

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 E(k) K(k) \quad (1)$$

这里  $k$  是超越方程:

$$H = \frac{\pi^2}{P_0} \frac{k}{E(k)} \left(\frac{x_a}{k_{22}}\right)^{1/2} \quad (2)$$

的解,而  $K(k)$  和  $E(k)$  分别是第一类和第二类完全的椭圆积分,  $P_0$  是非扭转胆甾型的螺距,并且  $k_{22} \approx 10^{-6}$  尔格是扭转弹性常数。该场接近临界的值:

$$H_c = \frac{\pi^2}{P_0} \left(\frac{x_a}{k_{22}}\right)^{1/2} \quad (3)$$

螺距发散并结构成为向列型,也就是所有的分子是平行于场。方程(1~3)已被实验证明<sup>[17, 22]</sup>,它进一步证明我们的胆甾型液晶的模型。对于典型值  $x_a \approx 10^{-7}$ ,  $k_{22} \approx 10^{-6}$ ,  $P_0 \approx 10$  微米,有人计算得:  $H_c \approx 3,000$  高斯,这是一个容易得到的实验室磁场。

这些结果应用到电场中也一样。增加的复杂性是由可能出现的电流所引进的,它能

导致反常排列<sup>[23]</sup>和扰动<sup>[24]</sup>。

由于场扭转了胆甾型的结构,从而引起了进一步的复杂性,于是它不再能用同样的螺旋线来描述。这个问题还没有研究过,但这样的期望不是没有道理的:将仍然存在最大反射带,且特征性反射波长将随着螺距而改变。

#### 4. 机械畸变

不存在外场时,液晶的方向受边界条件影响。通过在磨光的玻璃断面之间围住液晶的办法,有可能得到同样指向的向列型液晶<sup>[25]</sup>。近表面的分子是指向它的长轴,该轴平行于磨光面的方向,而体内分子排列成使得光轴畸变最小。当顶端的断面转动  $90^\circ$  时,便得到了假胆甾型结构。类似地,胆甾型螺距小的变化能用改变边界条件而得到。然而;用这简单的方法,螺距的大的变化未必能得到。

### 对于红外装置的应用

胆甾型的光学性质有两种不同的办法能被用到红外装置上。第一种即利用胆甾型的反射颜色的温度依赖性去探测红外辐射。第二种利用胆甾型的螺距与红外辐射过程中所需的红外频率相匹配。那些装置将是合用的,且由于它极其简单,可以具有超过现存的光学装置所具有的优点。

从前,能对红外装置作些应用,从红外透射和化学稳定性的出发,需寻找合适的材料。对于波长低于 50 微米的红外吸收已经有了一些研究<sup>[26]</sup>,而在远红外还没有。

化学稳定性也是一个问题,它是由于存在紫外辐射时胆甾型的分解倾向所致;近来的工作指出<sup>[27]</sup>:长期稳定的胆甾型马上能得到。

### 结 论

液晶具有有用的光学特性,并有很大希

望把其特性应用到可见光和红外装置。为适应应用要求,有很多改变这些特性的方法。但是在多数应用的最后结构能被详细规定之前有很多工作需要去做。

### 参 考 文 献

- [1] G. W. Cray, "Molecular Structure and The Properties of Liquid Crystals", Academic Press, Inc., London (1962).
- [2] G. H. Brown, and W. G. Shaw, Chem. Reviews, **57**, 1049 (1957).
- [3] I. G. Chistyakov, Usp. Fiz. Nauk, **89**, 563 (1966). English Translation: Soviet Phys. Uspekhi, **9**, 551 (1967).
- [4] A. Saupe, Angew. Chem., **7**, 97 (1968).
- [5] The names nematic, cholesteric, and smectic were coined by G. Friedel, ref. 8.
- [6] P. L. Jain, J. C. Lee, and R. D. Spence, J. Chem. Phys., **23**, 878 (1955).
- [7] B. K. Vainshtein, and I. G. Chistyakov, Dok. Akad. Nauk. SSSR, **153**, 326 (1963), English translation: Soviet phys. Doklady **8**, 1044 (1964).
- [8] G. Friedel, Ann. physique, **18**, 273 (1922).
- [9] H. de Vries, Acta Cryst., **4**, 219 (1951).
- [10] S. Chandrasekhar, and K. N. S. Rao, Acta Cryst., **A24**, 445 (1968).
- [11] M. Gautherie, J. de physique **30**, Suppl. C-4, 122 (1969); J. T. Crissey, E. Gordy, J. L. Ferguson and R. B. Lyman, J. Investigative Dermatology, **43**, 89 (1965).
- [12] W. E. Woodmansee, Materials Evaluation, **1966** 564.
- [13] Vari-light Corp., Cincinnati, Ohio; Princeton Organics, Princeton, N. J.
- [14] F. Reinitzer, Wiener Monatsh. Chem. **9**, 421 (1888).
- [15] J. Adams, W. Haas, and J. Wysocki, Phys. Rev. Letters, **22**, 92 (1969).
- [16] R. Cano, Compt. Rend. **251**, 1139 (1960).
- [17] G. Durand, L. Leger, F. Rondelez, and M. Veysie, Phys. Rev. Letters, **22**, 227 (1969).
- [18] E. S. Sackmann, S. Meiboom, L. C. Snyder, A. E. Meixner, and R. E. Dietz, J. Am. Chem. Soc., **90**, 3567 (1968); H. Baessler and M. M. Labes, Phys. Rev. Letters, **21**, 1791 (1968).
- [19] P. G. de Gennes, Solid State Commun., **6**, 163 (1968).
- [20] R. B. Meyer, Appl. Phys. Letters, **12**, 381 (1968).
- [21] F. C. Frank, Disc. Faraday Soc., **25**, 19 (1958).
- [22] R. B. Meyer, Bull. Am. Phys. Soc., **14**, 73 (1969).
- [23] E. F. Carr, Phys. Rev. Letters, **24**, 807 (1970).
- [24] G. H. Heilmeyer, Sci. Amer., **222**, 100 (1970).
- [25] C. Mauguin, Bull. Soc. Franc. Min. et. Crist., **34**, 71 (1911).
- [26] W. Maier, and G. Englert, Z. Phys. Chem., **12**, 123 (1957); Z. Electrochem. **62**, 1020 (1958); Z. Phys. Chem. **19**, 168 (1959); Z. Electrochem **64**, 689 (1960).
- [27] L. C. Scala, and G. D. Dixon, Mol. Cryst. Liquid Cryst. Vol. 7, 443 (1969).

\* 我们使用圆偏振意义的通常规定: 右旋偏振就是观察者向光源看, 电向量顺时针旋转, 同样, 在某一瞬间, 电向量是右旋螺旋。读者必须注意, de Vries<sup>[9]</sup>不是采取这个标准规定。



# 水冷型胆甾醇红外成象器件

Richard F. Horton

## 引言

在  $\text{CO}_2$  激光光束的传输中, 直接观察大气闪烁现象的方法是引人注意的。对安全研究来讲, 这个波长的辐照量起伏情况是很重要的, 因为它常常会越出标准<sup>[1]</sup> 所规定的安全量。

水冷型胆甾醇液晶红外成象器件, 就是用来显示和描绘  $\text{CO}_2$  激光光束中辐照量大于 100 毫瓦/厘米<sup>2</sup> 的那些部分。

不少的实验都已采用胆甾醇液晶来显示红外线<sup>[2, 3]</sup>。实验中, 吸收红外辐射所引起的温度升高, 可以由液晶的不同颜色加以显示。因为温度升高近似正比于辐照量, 所以, 显示出来的不同颜色应对应于视场中的不同辐照量。

Hansen, Ferguson 和 Okaya<sup>[2]</sup> 曾提出题为“液晶红外观察器”的报告。这种器件是利用悬挂在真空中的液晶的辐射致冷原理而制成。它的响应时间和承受功率还不能适应于辐照度大于 100 毫瓦/厘米<sup>2</sup> 的闪烁观察需要。

最近, 美国的 Sllen 提出了一种冷却型的密封液晶系统。采用了铝散热器或气冷涤纶薄膜之后, 响应时间和承受功率更有利于观测闪烁。如果用水冷却涂有液晶的涤纶膜, 则器件性能能获得进一步的改善。

## 器 件

所研究的设计方案, 包括一层前表面镀有液晶的涤纶薄膜, 其背面用水冷却。液晶

与涤纶薄膜吸收的热红外辐射被转换成可见的色彩。由涤纶薄膜传过来的热被水带走(图 1)。水冷可保证整个涤纶薄膜温度均匀一致, 有助于产生红外辐照的均匀响应。跟空气对流冷却的器件相比, 水冷器件可较容易地经受连续高能量。

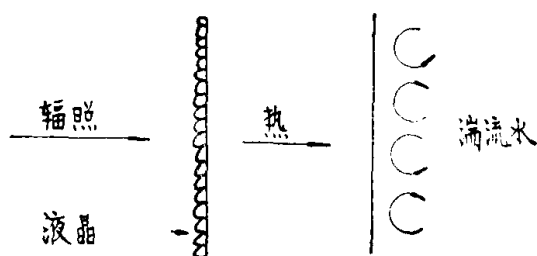


图 1 水冷涤纶示意图

样机的制造作为水冷薄膜构思图的评价物, 此外, 如果此构思图是成功的, 也可作为实验室工具。

图 2 示出样机的剖视图。样机的大部分位置是一个水槽, 它可提供足以操作好几分钟的冷却条件。一根轴使驱动机构与推进器孔腔中的推进器相联结。驱动机构是一个适当的电动机经过皮带减速系统接到驱动轴。水槽前壁与涤纶薄膜之间的空间形成推进器孔腔。

水槽中的水经由轴的中间通到推进器孔腔, 在孔腔中, 水在推进器与涤纶薄膜之间沿径向朝外加速。当机械结构扰动水时, 侧向的作用使水在涤纶薄膜后面形成湍流。这样就加速了热交换。水沿推进器径向外壁孔返回水槽。这些壁孔只在推进器孔腔下半部有, 以便在上半部维持一定的压力。特别是采用很薄的薄膜时, 这种方式用来降低水的静压力。

比较了几种不同厚度的涤纶薄膜。厚度

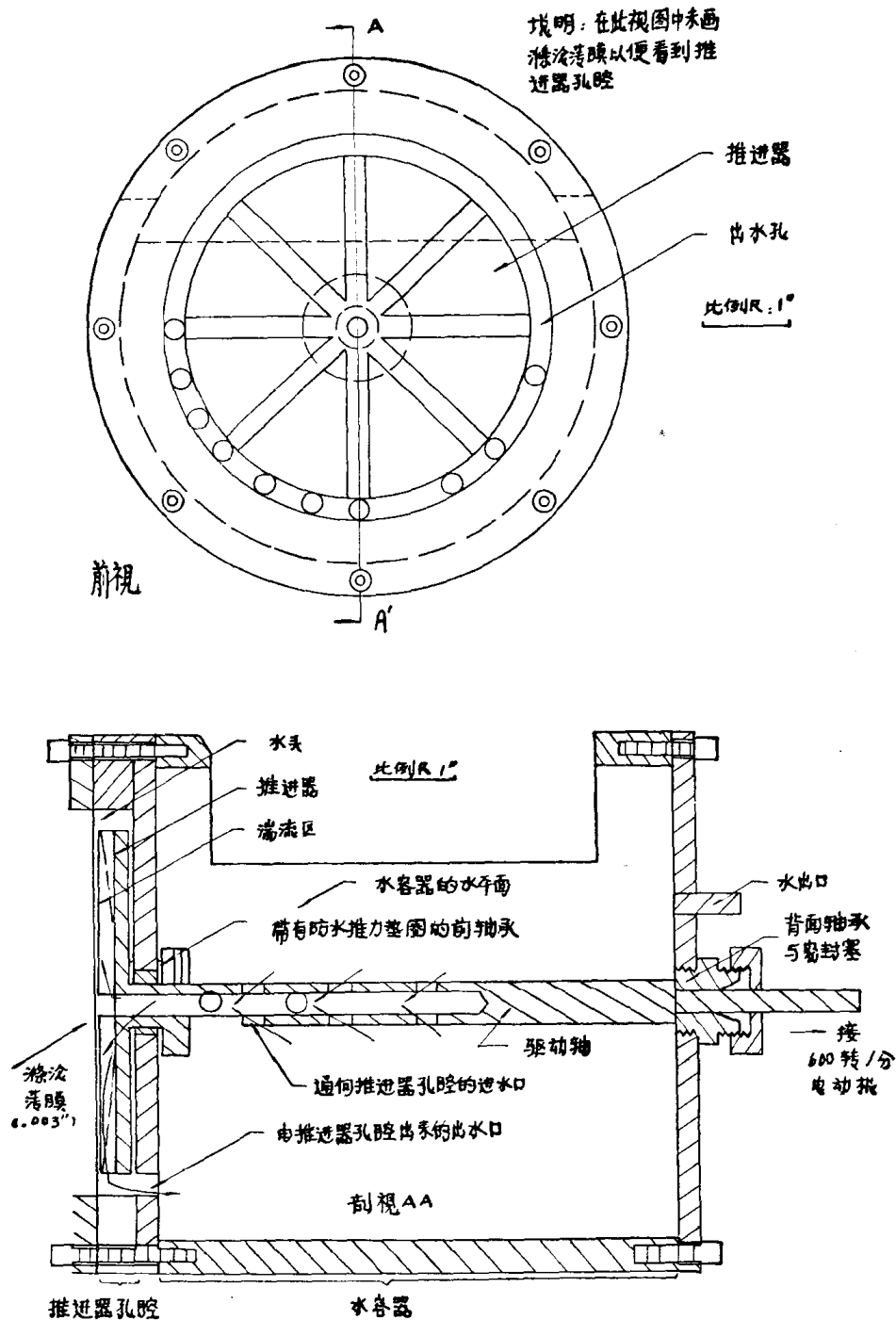


图2 样机前视与剖视图

范围是0.5~5密耳(1密耳=1/1000吋)。3密耳的薄膜工作得最好。在薄膜背后放了一块具有反射镀层的铝板，以防止未被薄膜吸收的辐射传递到冷却水中。

器件采用的液晶已是商品化的，它的色彩范围反应的温度为24~26℃。

## 响应的实验测量

实验观察用以确定器件的时间常数、分辨能力与工作范围。这些参量可用以预测未来器件的工作参数。