

光导热塑料及其在全息技术中的应用

光导热塑料全息小组

(中国科学院物理研究所)

一、前言

作为一种崭新的成像技术,全息照相术^[1,2]不仅以其能获得物体的三维再现象引人注目,而且已经成为激光应用的一个重要领域,与科学研究、新技术发展和工业生产等许多方面发生联系。目前,全息照相用的主要记录材料是银盐底片。但是从操作、使用方面来看,银盐底片存在着许多固有的弱点,给全息技术推广应用带来了很大困难。为此开展了多种非银盐记录材料的研究。例如掺 Fe 铈酸锂、重铬酸明胶、硫系玻璃半导体、光色晶体及光导热塑料等^[3-6]。对新的记录材料的要求是:应该有理想的感光灵敏度、分辨率、衍射效率;实时、原位显影;摆脱暗室操作条件及其它适合于使用目的的特殊要求,如能多次重复使用等。光导热塑料近年来取得的新进展,在一定程度上弥补了银盐底片的不足,适合于主要的全息技术应用对记录材料的要求,为全息技术推广使用开辟了新的途径^[7]。1976年8月在以色列召开的“全息及信息处理应用国际会议”,以及1977年8月在日本召开的“国际照相科学与工程会议”等会议上,都有有关工作的报告。

和普通银盐底片相比,光导热塑料有下面几个主要的特点:(1)实时、原位显影。它不需要化学药液(显影、定影液)处理,可以在原位用电加热显影,而且几乎是瞬时完成的。(2)重复使用。记录在热塑料上的信息可以方便地擦除,并反复多次地使用。(3)不需暗室。采用适当录相技术,就可以在通常照明条件下(60勒克斯)录制全息图,而不象银盐底片那样必须在暗

室条件下进行全息照相。(4)衍射效率高。光导热塑料全息图属于薄位相型全息图,衍射效率可达30%。光导热塑料的主要缺点是空间频率响应带宽的限制,使被摄物体的大小受到限制。近年来对材料及录相技术的改进,使带宽已提高到700线/mm,基本上能够满足通常记录物体的要求。另一个缺点是,如果录相条件控制得不当,全息图的噪音较大。此外需要一套充电、加热控制设备。但是综合全面情况来看,光导热塑料仍被认为是目前非银盐体系中最有希望的全息记录材料。

二、结构、材料及简单工作原理

热塑料以其表面变形记录全息干涉条纹。热塑料本身不具有光敏性,使用时需与光导体结合组成迭层结构。典型结构见图1。

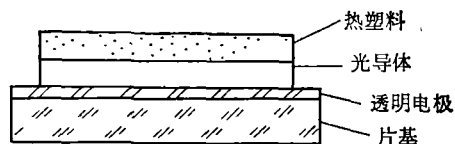


图1 光导热塑料的典型结构

片基是玻璃,要求有较好的光学质量。片基的一面涂有一层透明电极。电极有两个作用,一是在显影时利用透明电极的欧姆电阻通以电流脉冲作为面加热器;二是在充电时接地。光导体是有机材料聚乙烯吡啶(PVK),增感剂用2·4·7-三硝基芴酮(TNF)。光谱响应接近于全色,光谱吸收特性如图2所示。热塑料是氢化松香甘油酯或者其它合适的可塑性材料。

光导热塑料录象是一种静电照相过程,下

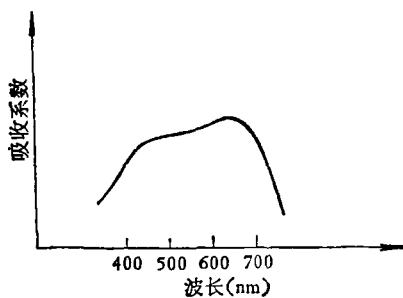


图2 光谱吸收曲线

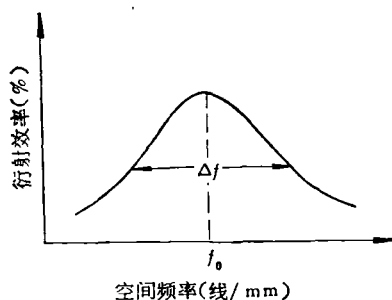


图4 热塑料频率响应特性曲线

面我们对录象过程作一个简单说明。

(1) 第一步是充电利用电晕充电器在光导热塑料表面充上一层均匀电荷(图3)。

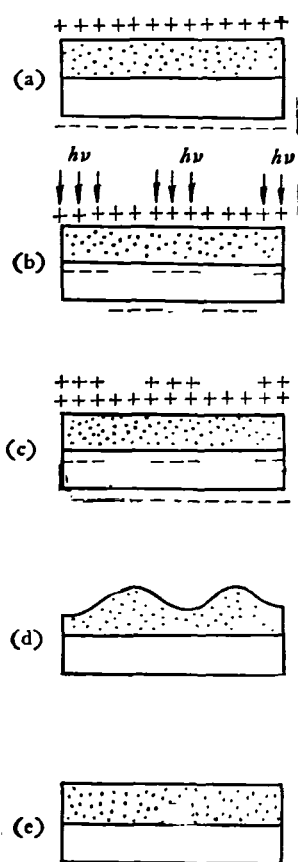


图3 顺序法录相过程

(a) 充电; (b) 曝光; (c) 再充电;
(d) 显影; (e) 消象

(2) 充电后光导体对光敏感可以开始曝光。在光照区域,光导体电阻下降,电荷部分或全部释放到光导体和热塑料界面,但热塑料表

面电荷密度不变。

(3) 曝光后继续用电晕充电器充电,使光导热塑料恢复到均匀电位。刚才光照区域需要补充电荷,这样对应于光照部分热塑料表面电荷密度将大于其它部分。静电力分布亦然。

(4) 加热热塑料至软化温度,热塑料在静电力作用下变形,冷却后信息以“浮雕”形式冻结在热塑料表面。

(5) 如记录的信息不要保存,就再加热热塑料至更高温度,在表面张力作用下,表面恢复平滑,所录象消失。冷却后材料可继续使用。

上述充电、曝光、再充电、显影等步骤可以依次顺序进行,称为“顺序录相法”。也可以同时进行,称为“同时法”^[4]。在实验中,我们采用在加热热塑料至软化温度后或在加热过程中同时充电、曝光的方法进行记录。这种方法容易在热塑料表面得到较大的电荷调制,全息图衍射效率高,重现象质量好,并能获得较大的记录带宽。

所谓“带宽”,是指光导热塑料能够有效记录的空间频率范围。这是光导热塑料和底片之间一个比较大的差别。底片分辨率取决于卤化银颗粒的细度,在其截止频率之下的信号都能记录。热塑料则象石英晶片一样对于接近其共振频率的信号容易响应,远离其共振频率的信号响应渐差。其频率响应特性如图4所示。中心频率 f_0 与热塑料厚度 d 有关。经验值为 $1/f_0 = \lambda \cong \frac{4}{3} \sim 2d$ 。带宽则与录象方法有关。

三、光导热塑料感光特性

熟悉使用银盐底片的人都知道使用前需要研究一下它的 H-D 曲线, 以选择合适的曝光、显影条件。光导热塑料作为一种记录材料与银盐底片不同, 它的录象过程主要是物理过程^[8]。由于变化比较复杂, 参数比较多, 目前还没有比较完整的理论和分析, 特别是对于同时录象方法。作为参考, 下面我们用串联电容模型对顺序录象方法的录象过程进行分析。

在讨论之前, 我们先了解一下关于热塑料的形变。我们经常遇到的有两种热塑料表面形变。一种是在热塑料表面均匀充电至一定值之后, 加热热塑料就会在其表面形成类似霜一般的形变称为“无规霜变”。“霜”颗粒无规随机排列, 大小与热塑料厚度有关, 霜层的厚度与表面电荷密度有关, 见图 5。另一种是热塑料表面电荷分布受到某种外来调制, 例如前面所讨论的依照全息图干涉条纹分布形成全息图。尤其当干涉条纹空间频率接近热塑料共振频率时, 很容易形成这种条纹形变。形变的深度取决于表面电荷密度, 并决定全息图的衍射效率。图 6 是两束平面波干涉条纹在热塑料表面形成的形变的放大照片。

在一定的条件下, 两种形变都可能发生, 彼此互相抑制。“无规霜变”的出现在全息图重现时形成讨厌的噪音, 所以实验很重要的一个方面就是设法抑制“无规霜变”。实验还指出, 当热塑料表面电荷密度小于某个阈值时, 热塑料

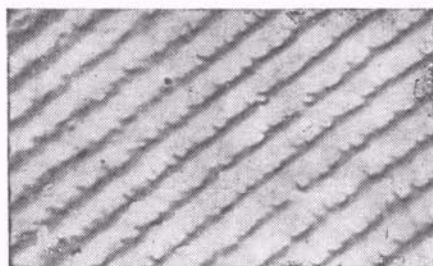


图 6 热塑料条纹形变的放大照片

加热后并不发生形变。在阈值之上, 表面电荷密度增大, 形变也随之增大。当表面电荷超过某个值之后, 形变不再增加, 此值称为饱和电荷密度, 见图 7。

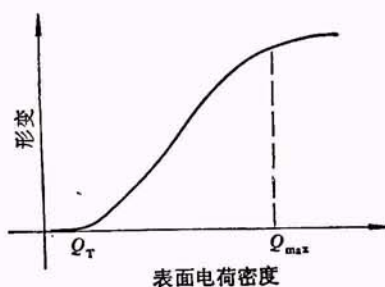


图 7 表面电荷密度-形变关系曲线

下面, 用串联电容模型讨论顺序法录象过程中热塑料及光导体电荷分布, 见图 8。

(1) 第一步, 充电至初始电位 V_0 , 据电容充电公式, 有

$$V_0 = Q_0 \frac{1}{C} = Q_0 \left(\frac{1}{C_T} + \frac{1}{C_P} \right),$$

其中热塑料上电位降为 $Q_0 \frac{1}{C_T}$; 光导体上电位降为 $Q_0 \frac{1}{C_P}$ 。

(2) 第二步曝光。光导体放电, 电位下降量

$$\Delta V = Q_E \cdot \frac{1}{C_P},$$

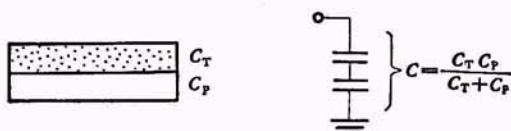


图 8 串联电容模型

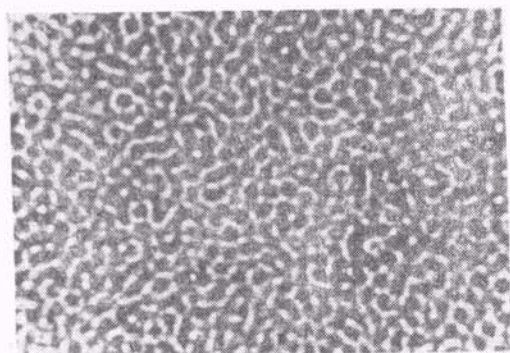


图 5 无规霜变的放大照片

式中 Q_E 为光导体放电释放电荷量。剩余电量

$$V_E = V_0 - \Delta V = Q_0 \left(\frac{1}{C_T} + \frac{1}{C_P} \right) - Q_E \frac{1}{C_P}$$

(3) 第三步再充电至电位 $V_R (V_R \gg V_0)$, 依靠电位差 $V_R - V_E$ 对光导热塑料再充电,

$$V_R - V_E = Q \left(\frac{1}{C_T} + \frac{1}{C_P} \right)$$

Q 为再充电电荷, 可推得

$$V_R = (Q + Q_0) \frac{1}{C_T} + (Q + Q_0 - Q_E) \frac{1}{C_P}$$

其中右式第一项为热塑料电位, 第二项为光导体电位。热塑料表面电荷密度为 $Q_R = Q_0 + Q$, 即初始充电电荷及再充电电荷之和。代入前式即得

$$Q_R = (V_R + V_0 - V_E) / \left(\frac{C_T + C_P}{C_T \cdot C_P} \right) \quad (1)$$

式中除 V_E 外, 在顺序法录象条件下都是常数, 而 V_E 是指曝光后光导热塑料剩余电位。在任何时候, 两层总电位总是分别由热塑料层电位及光导层电位之和组成: $V_E = V_T + V_{EP}$, 仅光导层上的电位是随曝光条件变化的。

用泊松方程讨论曝光后光导体电位变化

$$\frac{d^2 V_{EP}}{dx^2} = -4\pi\rho/\epsilon \quad (2)$$

边界条件为

(i) 当 $x = 0$, 光导体与透明电极界面

$$V_{EP(0)} = 0;$$

(ii) 当 $x = d$, 光导体与热塑料界面:

$$V_{EP(d)} = V_{OP};$$

V_{OP} 为初始电位 V_0 分配在光导层上的电位,

$$V_{EP} = V_{OP} - \frac{4\pi}{\epsilon} \int_0^d dx \int_0^x \rho(x') dx' \quad (3)$$

由于曝光光导体产生载流子,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -q\eta I \alpha e^{-\alpha x} \quad (4)$$

式中 q 为电子电荷量, η 为量子效率, I 为光强, α 为吸收系数。

假定量子效率和电场成正比,

$$\eta = KE = K \cdot V_{EP}/d,$$

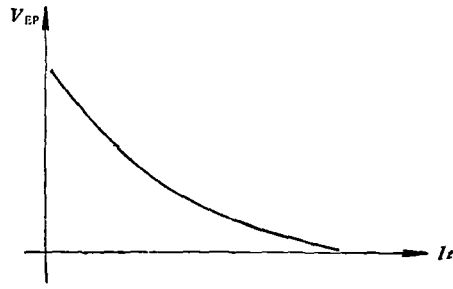


图9 指数型光衰曲线

$$\frac{dV_{EP}}{dt} = \frac{-4\pi}{\epsilon} \int_0^d dx \int_0^x \frac{\partial \rho}{\partial t} dx' \quad (5)$$

将(4)式代入, 作适当近似, 令 $f(\alpha d) = 1 - \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\alpha d}$, $K' = \frac{f(\alpha d) \cdot 4\pi q K}{\epsilon}$, 则可得

$$V_{EP} = V_{OP} e^{-K' t} \quad (6)$$

上式表明, 光导体上的电位和曝光量之间关系呈指数衰减曲线(见图9)。光衰曲线在实验上也很容易测得。

再将(6)式代入(1)式, 得

$$Q_R = \frac{V_R + V_0 - V_E}{(C_T + C_P)/C_T \cdot C_P} \quad (7)$$

我们把光导体、热塑料表面电荷密度随曝光量变化的曲线画到一张图上, 因为这两层总电位(或电荷密度)在再充电之后等于恒定值, 所以这两条曲线呈镜像对称, 见图10。

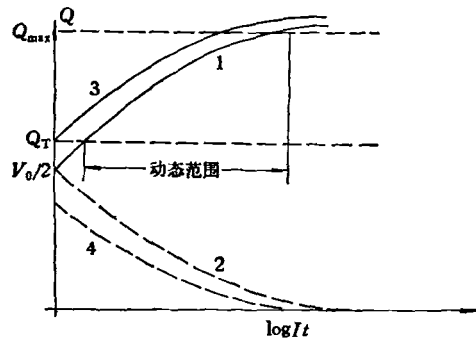


图10 热塑料、光导体-曝光量曲线

- 1, 3 曲线(实线)是热塑料表面电荷密度或电位;
- 2, 4 曲线(虚线)是光导体表面电荷密度或电位;
- 1, 2 两线对应 $V_R = V_0$ 的情形;
- 3, 4 两线对应 $V_R > V_0$ 的情形

在图10中, 两条平行的虚线表示“阈值”和“饱和”电荷密度。曲线1, 3与这两条虚线相截部分对应横坐标, 指出曝光动态范围, 该段曲线

斜率相应于底片 H-D 曲线的 γ 值。从这张图上我们可以得出几点：

(1) $V_R = V_0$ (曲线 1), 初始值 $V_0/2$ 愈靠近“阈值”, V_T 材料的感光灵敏度愈高; 若初始值 $V_0/2$ 大于 V_T , 则在 $t = 0$, 即在未曝光情况下热塑料表面电荷密度就超过“阈值”, 显影后形成“无规霜变”, 增加噪音。若初始值低于 V_T 太多, 则灵敏度下降, 且有一段弱曝光量信息记录不了。一般宜选择的充电条件使 $V_0/2$ 要略低于 V_T 。

(2) $V_R > V_0$ (曲线 3), 曲线比较平缓, γ 值低, 动态范围较大。通过提高 V_R , 使初始值靠近 V_T 以保持较高感光灵敏度。

以上讨论是对于顺序法录象作了某些近似的基础上进行的, 主要适用于顺序法。但定性地讲对分析同时法也是有帮助的。同时法因录象过程中热塑料厚度、光导体电场是变量, 所以产生载流子量子效率、载流子迁移率等都是变化的, 各变量互相影响, 使分析和求解比较困难。加上有些实验参数不易测定, 也很难验证分析结果。我们认为可以先在实验上做出光导热塑料的感光特性曲线。

光路设置(见图 11)在全息工作台上, 光源是氦氖激光器, 它的波长为 6328 \AA , 功率为 15 mW 。

电晕充电器有三个电源: 主电源 $6-10 \text{ kV}$ 可调, 接至一组 0.025 mm 直径的钨丝上, 通过它离化周围空气形成电晕对光导热塑料充电。还有一个 $0-3 \text{ kV}$ 可调电源, 接至钨丝前面的

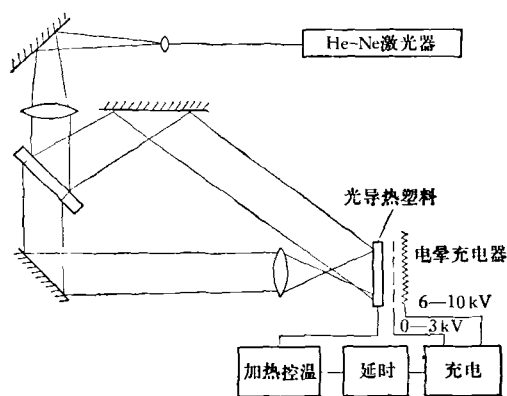


图 11 实验装置

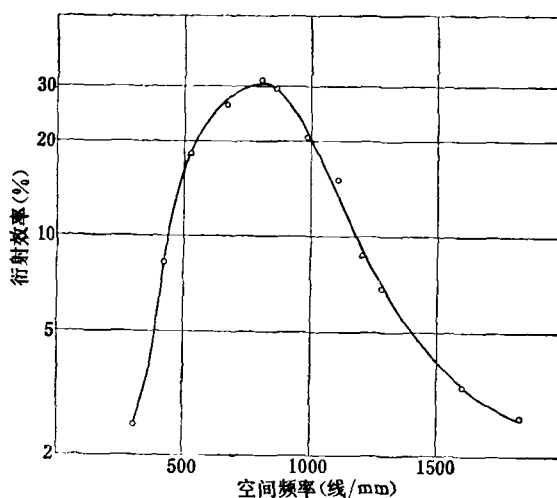


图 12 频率响应特性曲线

铜栅网上。其作用使充电均匀, 调节充电速率, 另外还有时间控制电路来控制充电时间。

加热器由整流及时控器组成。它的加热时间、电流都可调。控温器由热敏电阻探头及控制线路组成, 测量并控制热塑料表面温度。

实验时先加热样品至软化温度, 由控温器给出信号接通电晕充电器开始充电, 同时曝光。到达给定的时间后, 电晕充电器关闭, 录像结束。

我们测定了光导热塑料样品的感光特性参数。衍射效率是记录平面波光栅后测定的。改变两束平面波夹角录制一组不同频率的平面波光栅, 测得衍射效率, 作出空间频率-衍射效率曲线, 便得到频率响应曲线。图 12 是我们和中国科学院化学研究所研制的光导热塑料样品的频率响应特性曲线。中心频率在 800 线/mm 附近, 衍射效率为 30% 。取中心频率两侧衍射效率下降到中心衍射效率 $1/2$ 的频率差为带宽, 约为 600 线/mm 。根据录象时光强及曝光时间测得的曝光灵敏度为 $0.2 \mu\text{J/mm}^2$; 重复使用次数为 100 次, 在 100 次以后仍可记录, 质量逐渐下降。

四、在全息技术中的应用

光导热塑料所具有的优点, 使它特别适合

于在全息干涉计量、全息信息贮存及光学信息处理等工作中使用。

1. 全息干涉计量术

全息干涉计量术能够对具有任意形状和表面状况的三维表面进行测量。应用这种原理可以进行多种干涉计量。

(1) 实时干涉计量(单次曝光干涉计量术)

仅对测量物体做一次全息记录,将处理好的全息图准确复位,用参考波重现。这时再现的物体光波与此时仍由物体发出的光波相干,形成干涉图案用以观测物体的实时变化。这方法的优点在于可实时观测。但使用银盐底片作记录介质时,不易实现全息图的准确复位,使用比较困难。光导热塑料实时、原位显影特点,适合于实时干涉计量工作。

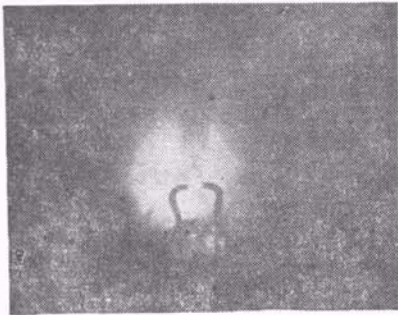


图 13 灯泡内气体实时干涉条纹

在图 13 中,灯丝周围的条纹是实时干涉结果,指示灯泡内气体密度的变化。实验第一步用光导热塑料对未通电的灯泡作一次全息记录,在原位显影,然后用参考光束照明全息图。并接通灯丝电源,便可观测到由于灯泡内气体密度变化形成的干涉条纹。

另外还进行了蜂窝板无损检验的实验,一次检查面积 $300 \times 300\text{mm}^2$,时间十几秒钟,用红外灯加热方法实行加载,观测干涉条纹。

(2) 二次曝光干涉计量术

二次曝光干涉计量术要求在同一记录材料上制做两张全息图,其中之一记录改变前物体光波,另一个记录改变后的物体光波。作为光导热塑料二次曝光全息干涉计量术应用的一个

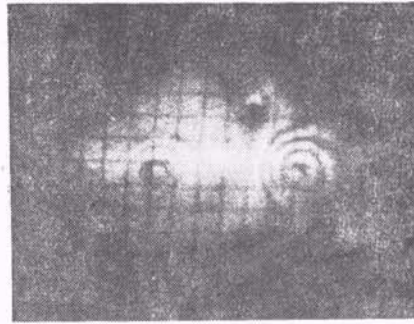


图 14 蜂窝板脱粘缺陷的干涉条纹

实例,我们记录了蜂窝结构板脱粘缺陷的干涉条纹,见图 14。

这种光导热塑料二次曝光技术的一个关键在于正确选择和控制两次曝光时热塑料的温度。当然,理想结果的获得,必须在性能稳定的录象设备上才能做到。利用顺序法和同时法都能记录二次曝光全息图。

(3) 时间平均干涉计量术

这个技术是在物体振动过程中记录它的全息图,适于分析稳态振动。迄今为止在为这类分析所设计的方法中是最佳的一种。振动物体的全息图就是物体光波与参考光波形成的随时间变化的干涉条纹(因为物体在振动)的平均记录。作为时间平均干涉计量术的应用实例,

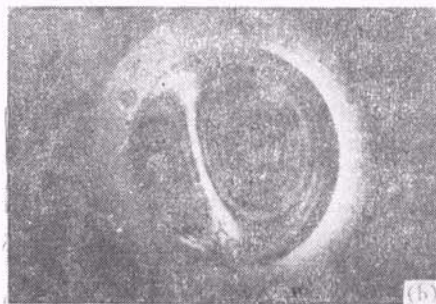
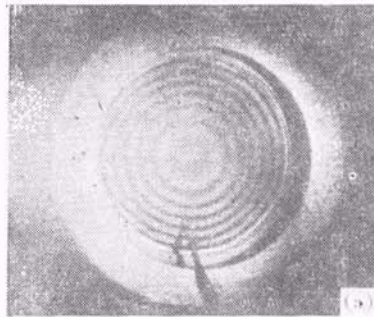


图 15 压电换能器的振动模式

我们用光导热塑料记录了压电换能器的振动模式,见图 15。

全息干涉计量术是全息技术最有成效的应用之一。除以上提到的之外,在检验光学及机械工件面形变化、分析应变、应力、风洞气流等方面,都有很大的潜力。

2. 全息信息存贮

全息存贮是光存贮技术中有希望实现高速度、大容量存贮的途径之一。可用于计算机贮存系统及用于图书、资料、文件的存贮等。光导热塑料是一种较理想的可存、取的全息存贮介质^[9]。图 16 是一页文字的 Fourier 变换全息图的重现象。它在光导热塑料上所占面积直径不到 3mm。

3. 光学信息处理

光学信息处理是一种光学模拟运算技术。因为全息术的发展提供了记录和调制光场的有力手段,所以大大促进了光计算技术的发展。全息技术在光学信息处理中应用得十分广泛。尽管光计算本身速度很快,但是输入、输出及调制器的制作等方面遇到的问题使得光计算技术的

应用受到很大的限制。所以,创造一种可反复使用、实时、方便易行的器件是发展光计算技术的一大关键。光导热塑料的实时、原位、可反复使用等特性为光计算技术的发展提供了一种十分有希望的记录材料。我们已将它在有关工作中使用。

五、结 束 语

光导热塑料取得的进展为全息技术的推广使用创造了条件。但是作为一种比较理想的全息记录材料,还有一系列工作尚待深入研究。如同时录像法目前应用的比较多,但对同时法的分析和了解却很不深入。此外,获得一张高质量的光导热塑料全息照相的关键是有效地抑制“无规霜变”,牵涉到充电、加热、曝光等条件的控制。我们认为这方面还有很大潜力,改进方法和设备还有许多工作可做。关于材料本身也有待于进一步研究,不断提高。

本工作中所用的实验样品是中国科学院化学研究所、中国科学院物理研究所共同研究提供的。对化学研究所参加工作的人员多年来密切有效的合作表示感谢。

参 考 文 献

- [1] D. Gabor, *Nature*, **161** (1948), 777.
- [2] E. N. Leith and J. Upatniks, *J. Opt. Soc. Am.*, **54** (1964), 1295.
- [3] J. C. Urbach and R. W. Meier, *Appl. Opt.*, **5** (1966), 666.
- [4] T. L. Credelle and F. W. Spong, *RCA Review*; **33** (1970), 206.
- [5] W. S. Colburn and E. N. Tompkins, *Appl. Opt.*, **13**(1974), 2934.
- [6] 中国科学院物理研究所,化学研究所光塑全息小组, *物理*, **3-5**(1974), 264.
- [7] H. Steinbechler, J. Smith, *Laser+Elektro Optik*, **3** (1977), 20.
- [8] U. S. Patent, 3485623, Dec. 23, 1969.
- [9] L. H. Lin and M. L. Beachamp, *Appl. Opt.*, **9** (1970), 2088.

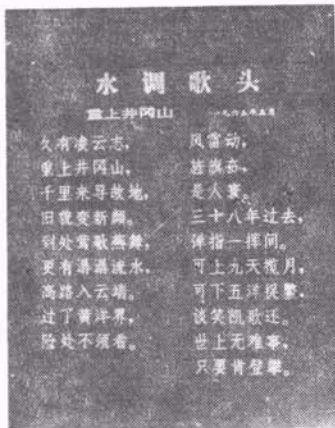


图 16 Fourier 变换全息图重现象

(上接第 370 页)

- [11] 浜川圭弘, *エレクトロニクス*, **19-1**(1974), 48.
- [12] 浜川圭弘, *応用物理*, **44-7**(1975), 713.
- [13] M. Wolf, *J. Vac. Sci. Technol.*, **12-5**(1975), 984.
- [14] F. A. Shirand, *Advanced Energy Conversion*, **6-4** (1966), 201.
- [15] 马场 泰, *電子材料*, **12-11**(1973), 69.
- [16] 浜川圭弘, *電子材料*, **17-4**(1978), 82.
- [17] 宇佐美晶, *電子材料*, **16-4**(1977), 93.

氢原子钟新近进展述评

杨世琪 钟旭滨

(中国科学院武汉物理研究所)

一、引言

大家知道,原子或分子与电磁场相互作用产生的微观粒子量子态的跃迁,伴随着精确频率的电磁波的发射或吸收。根据微观世界的这个特性而发展起来的原子钟,具有极优的稳定性和准确性。1955年铯原子钟的发明,导致1967年国际权度大会决定采用 Cs^{133} 自由原子零场超精细跃迁($F=4, m_F=0 \leftrightarrow F=3, m_F=0$)的9,192,631,770个周期的时间为“原子秒”,使人类进入了“原子时”时代。1960年,在氢分子钟、原子束磁共振,特别是在原子囚禁技术研究的基础上,一种新的优良的氢原子钟又由美国的 Goldenberg, Kleppner 和 Ramsey 首创成功^[1]。

图1是现有各类传统的原子钟的频率稳定度的性能^[2]。从图上可以看到,特别在长期频率稳定度(简称长稳)上,氢原子钟遥遥领先,目前唯其准确度有待赶上铯钟。

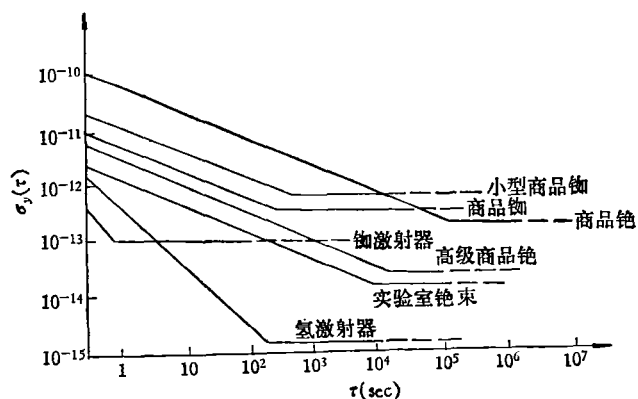


图1 各种原子钟的频率稳定度 $\sigma_y(\tau)$ 与取样时间 τ 的关系

早在六十年代,瑞士、苏联、英国、日本、法国、澳大利亚、加拿大、西德等国,也都相继致力研制氢原子钟。目前约有十多个国家的二十多个单位在进行此项工作。例如美国的哈佛大学(HU)、哥达德飞行中心(GSFC)、Smithsonian天文台(SAO),加拿大国家研究院(NRC)、法国原子钟研究所(LHA)以及日本电波研究所(RRL)。目前最佳短稳为 $1 \times 10^{-13}/\text{sec}$,最佳长稳为 $2 \times 10^{-15}/\text{d}^{[3]}$ 。最高准确度为 1.4×10^{-12} 。以铯钟作参考测得的无扰动超精细跃迁频率为 $1,420,405,751,768 \pm 0.002 \text{ Hz}^{[4]}$ 。

概括地说,氢钟主要朝三个方面发展:(1)解决壁移问题,提高准确度,以期突破 10^{-12} 的限制,跃迁到 10^{-13} 或更好的水平,期望把它发展为原始时间频率标准。(2)采用更合理的物理系统和锁相电子学系统,使长稳跃入 10^{-16} 的高水平。(3)为了适应日益迫切的基础科学和尖端技术研究的需要,研制坚实可靠、经得起环境冲击的、小型的、能长期连续工作的氢钟。

本文着重从物理上评述国外近年来这种原子钟在频率稳定度和准确度方面的进展。

二、基本原理和特点^[5,6]

众所周知,氢原子结构最简单,核是一个质子,核外绕有一个电子。核的自旋量子数 $I=1/2$,基态电子的总角动量量子数 $J=1/2$ 。电子和核的磁相互作用,使 I 和 J 耦合在一起,形成原子总量子数 F 。 $F=J \pm I$,基态分裂成 $F=1$ 和 $F=0$ 两个超精细

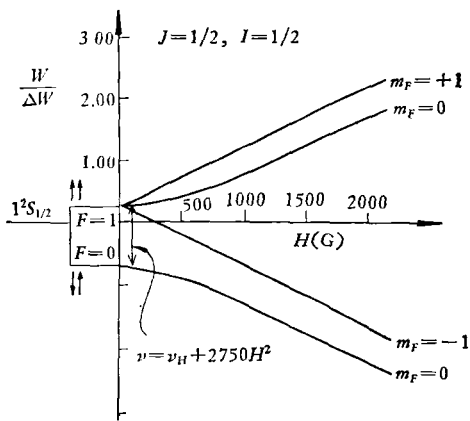


图2 氢原子基态超精细能级

$\Delta W = 5.9 \times 10^{-6} \text{ eV}$; $\nu_H = 1420.4057518 \text{ MHz}$

能级。电子和核的自旋平行为激发态，反平行为基础态。在外加磁场的帮助下，由于塞曼效应， $F = 1$ 的能级又分裂为三个磁子能级。图2是其基态超精细能级。氢钟所用的是 $F = 1, m_F = 0 \leftrightarrow F = 0, m_F = 0$ 的跃迁。在弱磁场的帮助下，此跃迁与磁场关系较小，其频率约为 1420.405 MHz 。

氢原子钟由物理系统和电子学系统组成。前者称做激光器，产生原子激光振荡信号，提供稳定准确的参考频率。后者使此频率转换成实用的时间频率信号。

图3是激光器结构。射频激励器把氢分子

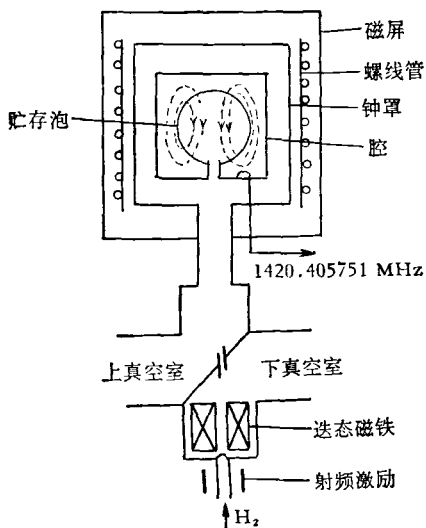


图3 氢激光器简图

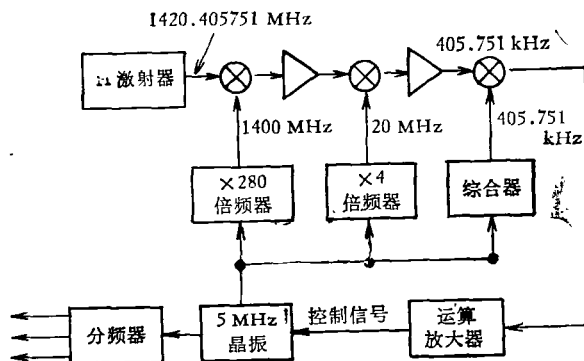


图4

分解成氢原子，然后它们成束进入磁选态器。在不均匀磁场的帮助下， $(1, -1)$ 和 $(0, 0)$ 态的原子被偏离， $(1, 1)$ 和 $(1, 0)$ 的原子被聚焦到置于谐振腔内射频场同相位区的贮存泡中（泡内壁涂上聚四氟乙烯），从而在泡内能够得到原子激光振荡所必须的粒子数反转分布。原子在泡内被囚禁平均约 1 sec 后才开始从泡口逸出。在这期间， $(1, 0)$ 态原子，受到调谐在跃迁频率的腔的射频场的激励，跃迁至 $(0, 0)$ 态，产生辐射。 $(1, 0)$ 态原子的不断进入泡内，使此过程得以持续进行。当 $(1, 0)$ 态原子足够多，使得其辐射能量足以克服腔的损耗时，即产生自激振荡。这时可以从腔内耦合输出频率很稳定和准确的信号。当然，为了避免与空气分子的碰撞，这个过程必须在高真空系统中进行。同时，为了降低外界磁场和环境温度对振荡频率的影响，腔泡需要有良好的磁屏蔽和精密恒温。由于激光器输出的信号是极其微弱的（约 $10^{-12} - 10^{-13} \text{ W}$ ），并且频率带有尾数，所以还不能作为实用的频率标准信号。这就需要有良好的接收、综合和锁相的复杂电子学系统，把一个整数频率的晶体振荡器（称为晶振）锁定于激光器的信号上，最后从晶振输出经分频提供用户所需要的频率和钟的秒信号。图4是氢原子钟组成系统的原理图。

氢原子能级简单，谱线纯，没有因谱线复杂而带来的谱线增宽。原子囚禁技术具有下列优点：原子与射频场的作用时间可长达 1 sec 。根据海森伯测不准原理，可以获得小于 1 Hz 的窄

谱线。原子在泡内虽然与泡壁碰撞达 10^4 次之多,但因泡壁涂层材料的电极化小,并且每次碰撞时间极短 (10^{-13}sec , 总的碰撞时间相对于贮存时间说来仍然是很小的),原子实际上是比较自由的。原子相对于射频场运动的平均速度为零,不出现一级多普勒频移。以上优点,特别是窄谱线,导致氢钟有特优的稳定度和良好的准确度。

三、稳定度的进展

氢钟的稳定度主要取决于激光器的稳定度。而激光器的稳定度 $\sigma_y(\tau)$ 由其本身的热噪声和接收系统的热噪声所决定^[7]。前者是腔内热噪声电磁场引起的受激发射现象,属于干扰噪声,它与取样时间 τ 的平方根成反比,温室下一一般为 $10^{-14}/\sqrt{\tau}$,这是氢激光器所能达到的稳定度极限。后者属于附加噪声,它与 τ 成反比,一般为 $10^{-13}/\tau$ 。一般当 τ 小于几十个 sec 时,附加噪声对稳定度的影响占优势, $\sigma_y(\tau)$ 按 τ^{-1} 的规律变化。当 τ 更长时,干扰噪声的影响本来应该逐渐占优势,但一般这时系统闪频噪声的出现把它掩盖了,使得 $\sigma_y(\tau)$ 不按 $\tau^{-1/2}$ 变化,而是如图 1 所示的与 τ 无关地进入所谓“闪烁地板”区。

对于氢钟的稳定度,还得计及晶振、倍频器和综合器的噪声。这时一般可以把噪声分为晶振的噪声和参考信号的噪声来考虑。后者包括激光器、接收器、倍频器和综合器的噪声。锁定环路作用的结果,晶振噪声呈现高通滤波特性,而参考噪声则具有低通滤波特性。因此,特别对受控晶振要求短稳好,对倍频器则要求相位漂移小。

对氢钟来讲,主要是利用其长稳。迄今最大的障碍是腔的失谐(腔频偏离跃迁频率)对激光器频率造成的牵引效应。这种效应具有闪频噪声的特性,表现为“闪烁地板”的出现。如果能想法使牵引效应变得很小,则钟的稳定度就会按 $\tau^{-1/2}$ 的规律变化,从而大大提高长稳。牵引效应可近似地表示为

$$\nu - \nu_H = (\nu_c - \nu_H) \frac{Q_c}{Q_1} = \frac{\Delta\nu_c}{\nu_H} Q_c \Delta\nu_1,$$

其中 ν 为激光器频率, ν_H 为跃迁频率, Q_c 和 Q_1 分别为腔和谱线的品质因数, $\Delta\nu_c$ 为腔的失谐量, $\Delta\nu_1$ 为原子谱线宽度。

由上式可知,要克服腔的牵引,主要的是消除失谐量 $\Delta\nu_c$,这就要求腔频非常稳定。腔频的变化主要来自制做腔材料的热胀冷缩引起的腔的尺寸变化,来自机械的不稳定性以及贮存泡的介电常数随温度的变化。因此,可以采用超低膨胀系数材料——陶瓷玻璃 (Cer-Vit)¹⁾ 做腔(内壁镀银),并且使用尽量薄的泡,同时加上精密的恒温控制。在设计上要使腔体有良好的机械稳定性。最近 SAO^[3] 根据上述的考虑,在新一代的氢钟 (VLG-11) 上,很好地克服了腔的牵引,消除了“闪烁地板区”,首次观察到 $\sigma_y(\tau)$ 按 $\tau^{-1/2}$ 变化的规律,从而大大提高了氢钟的稳定度,跃进到 6×10^{-16} ($\tau = 4200\text{sec}$) 的高水平。天稳定度亦达 2×10^{-15} 。

另外,也可以采用腔频自动调谐技术,使任何腔频的失谐通过电子自动伺服装置都能给与纠正,从而使腔频总是维持在调谐状态。GSFC 利用这种技术,使长稳达到 $1 \times 10^{-14}/\text{d}$ ^[8]。RRL 和 NRC 用这种技术,在长达 7 天的取样时间内得到 1.5×10^{-14} 的长稳^[9]。应该指出,自动调谐虽然对长稳有所提高,但因这时激光器需要工作在高、低两种原子束流状态(自旋交换调谐法),会降低氢钟的短稳。

增加原子在泡内的贮存时间可以增加谱线的 Q_1 值,这个对于降低牵引也是有益的。目前甚至可以得到 5.5×10^9 的 Q_1 值^[10]。

最后值得注意的是在低温工作的氢激光器。实验证明,氢原子在液态氮 (4.2K) 温度下,仍处于气体状态。初步理论分析表明^[11],氢钟工作在液态氮温度时,短稳可以提高到 $10^{-15}/\text{sec}$,长稳可以高达 $10^{-16}/\text{d}$,这个无疑是令人鼓舞的。

1) 是 Owen-Illinois 公司为一种超低膨胀系数的部分陶瓷化了的玻璃起的商品名称。

四、准确度的进展

已知有下面几种频移影响氢钟的准确度：
 磁场频移 $\Delta\nu_m$ ；二级多普勒频移 $\Delta\nu_D$ ；腔和自旋交换频移 $\Delta\nu_{c-se}$ ；壁移 $\Delta\nu_w$ ；磁场不均匀频移 $\Delta\nu_{MIS}^{[12]}$ ；自旋交换残余频移 $\Delta\nu_{rsc}^{[13]}$ 。故振荡频率 ν 为

$$\nu = \nu_H + \Delta\nu_m + \Delta\nu_D + \Delta\nu_{c-se} + \Delta\nu_w + \Delta\nu_{MIS} + \Delta\nu_{rsc}$$

氢钟的准确度决定于测量这些频移时的误差。上式中前面两种频移的测量误差均易达到 10^{-14} ， $\Delta\nu_{c-se}$ 亦可测准至 1×10^{-13} 甚至 10^{-14} 。最后两种频移是近年来发现的。 $\Delta\nu_{MIS}$ 是由原子在不均匀磁场中运动时产生双量子跃迁造成的。 $\Delta\nu_{MIS} = \epsilon_M \cdot T_H^{-1}$ ，其中 T_H^{-1} 是自旋交换弛豫率， ϵ_M 是与 $(1, 1)$ 和 $(1, -1)$ 态粒子数差、磁场、射频场横向不均匀性以及两次壁碰间的平均时间有关的因子。 $\Delta\nu_{MIS}$ 的相对值一般为 10^{-13} 量级，可以测准至 $10^{-13} - 10^{-14}$ 。 $\Delta\nu_{rsc}$ 是当原子相互碰撞时超精细作用的瞬间中断造成的，是自旋交换的残余效应。 $\Delta\nu_{rsc} = \epsilon_H \cdot T_H^{-1}$ ，其中 $\epsilon_H = \frac{1}{4} \omega_0 T_D$ ，这里 ω_0 是跃迁角频率， T_D 是中断时间 ($\sim 10^{-13}$ sec)。 $\Delta\nu_{rsc}$ 的相对值约为 10^{-13} 量级，测量误差为 10^{-14} 。应该指出，通常的自旋交换调谐法并没有考虑上述两种频移，它们的贡献除与 ϵ_M 和 ϵ_H 有关外，还与原子密度无关的弛豫率 T_0^{-1} 成比例，而自旋交换调谐法只能抵消与原子密度有关的频移。因此对于计划实现优于 10^{-13} 的准确度说来，是应该加以考虑的。

迄今影响准确度最大的而又尚未解决的因素是原子与泡壁碰撞时产生的频移(壁移) $\Delta\nu_w$ 。故下面将详细地加以讨论。

1. 壁移及壁涂材料

在原子与泡壁碰撞的过程中，原子的电子云遭受形变，使得电子与核的超精细作用发生变化，导致原子辐射的相位滞后或超前于腔的

射频场相位，引起负或正的相移。每次碰撞相移约为 2 弧秒。原子在泡中约遭受 10^4 次的壁碰撞，相移的累积产生频移(约为 0.03 Hz，即 2×10^{-11})。壁移主要决定于壁涂材料。现在最常用的是聚四氟乙烯，因其电极化小，原子与壁表面作用小，并且没有 H-H 间的自旋交换。这种材料又分两类：TFE-42，属单聚物；FEP-20，属四氟乙烯与六氟丙烯之共聚物。

2. 传统的壁移测量方法及其存在的问题

实验表明，壁移与泡的直径成反比(或与泡的面积与体积之比成正比)。传统的测量法是换泡法，即先用同样的材料和工艺涂好几个不同直径的泡，然后把它们轮流装入一个激射器中，另一个作参考的激射器的泡不变。再测出相应于不同直径的泡时这两台激射器的频差，用最小二乘法画出其频差与直径的倒数关系。当这条直线外推至无穷大直径时(这时壁移为零)就得出参考激射器的壁移，从而也可以得出另一台激射器的壁移。因为在复制直径不同的泡时，实际上无法使每个泡的涂层的物理化学性质以及真实表面完全一样。就是这种泡的重复性问题，导致本来只有 2×10^{-11} 的壁移却竟然使测量误差被限制在 2×10^{-12} 。

3. 提高壁移测量精度的新途径

(1) 大泡激射器法

它是 Ramsey^[14] 等人依据降低原子与壁的碰撞速率可以减小壁移以及考虑到振荡条件而

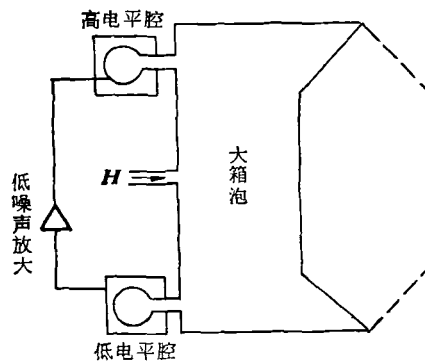


图5 大泡激射器简图(虚线表示泡的可变部分)

提出的。如图5所示,实际上是一个产生振荡的正反馈系统。泡的直径大至1.5m。原子在低电平腔内的受激发射信号经低噪声放大,被馈至高电平腔,建立起较强的射频激励场。进入高电平腔的原子受到较强的预激励。既然原子的发射几率随激励场的强度而增加,并且弛豫时间足够长,因此,在高电平腔中预激励后的原子,当漂流到低电平腔时,仍然能保持与高电平腔预激励场的相干相位,并以增大的几率发射出辐射,最后产生振荡。大泡激光器的壁移只等于通常泡的1/10。实测为 -2.3 ± 0.8 mHz。但是这种系统庞大、复杂,从科学研究上有其意义,实用受到限制。

(2) 零壁移温度法

Zitzewitz 等人^[15]发现,在室温下,TFE-42和FEP-120的壁涂层的壁移为负值。随着温度的升高,壁移逐渐减小,到380K时壁移为零。温度继续升高时壁移变正。因此,可以利用零壁移温度来消除壁移。若与下面的可变形泡技术结合,有可能最终解决壁移的问题。

(3) 可变形泡法

为了解决泡的重复性问题,Brenner 首先提出只用一个泡,但其碰撞速率可以按已知量改变,而不会变更其表面的性质。在这样的概念的影响下,Debely^[16] 试验了一端可以拉出和推进的可变形圆柱泡,见图6(a),测得FEP-120的壁移的误差为 2×10^{-12} 。新近GSFC设计了“风箱式”可变形泡,见图6(b)。上面两种可变形泡都是用改变薄膜位置来改变泡

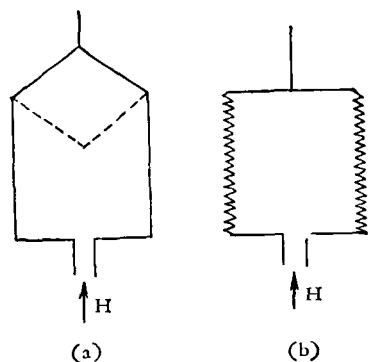


图6 可变形泡结构

的体积,这可能存在机械稳定性和应力的问题。

(4) 可变大泡法

它是大泡法与可变形泡法优点的结合,既有大泡的小壁移的优点,又能利用可变形泡法测量小壁移,使大泡法具有实用的意义。这个实验首次把壁移测量误差降至 2.58×10^{-13} 的高水平。但是,因为在实验时没有对参考激光器的磁场的不均匀频移(约 1×10^{-12})加以考虑,结果准确度仍只有 1.4×10^{-12} 。

(5) 双泡结构加零壁移温度法

最近 Petit^[17] 提出类似可变形泡的双泡结构(图7)。泡是由两个同轴石英圆柱做成的硬性泡。通过连接两个圆柱通道的小阀门的位置变化来改变泡的面积与体积比。实验发现温度在385K时,FEP-120涂层的壁移为零。因为这种方法机械稳定性好,测量灵敏度也比较高,加上零壁移温度的利用,宣称已把氢钟的准确度从 10^{-12} 量级提高到 7×10^{-13} 。

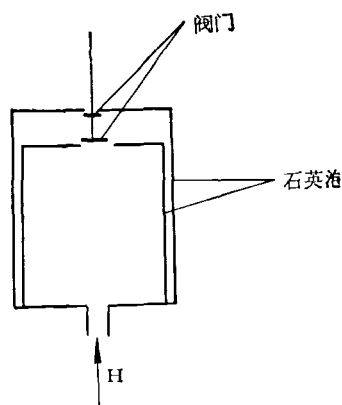


图7 双泡结构简图

总之,氢钟的准确度目前因壁移问题仍限制在 1.4×10^{-12} 。各个国家较一致地取得的壁移测量结果也是在 2×10^{-12} 范围内。然而通过上述的新途径,特别是可变形泡加零壁移温度法和变形大泡法,在注意提高壁移稳定性的同时,可望使准确度提高到 10^{-13} 或更高的水平,从而使氢钟发展为准确稳定的原始时间频率标准。表1—表3分别概括了目前氢钟发展的动态。

表 1 目前各种频移测量误差

扰动因素	频 移 公 式	估算频移	测量误差
磁场效应	$\Delta\nu_m = 2750\langle H^2 \rangle_h$	2×10^{-12}	$\sim 10^{-14}$
二级多普勒效应	$\Delta\nu_D = -1.9557 \times 10^{-4} T$	5×10^{-11}	$\sim 10^{-14}$
腔和自旋交换	$\Delta\nu_{c,s} = \left(\frac{\Delta\nu_c}{\nu_H} Q_c - \alpha \right) \Delta\nu_1$	~ 0	$\sim 10^{-14}$
壁 移	$\Delta\nu_w = \frac{w}{D} [1 + a(t - 40)]$	2×10^{-11}	$1-2 \times 10^{-12}$
不均匀磁场	$\Delta\nu_{MS} = e_M \cdot T_H^{-1}$	$\sim 10^{-13}$	$\sim 10^{-14}$
自旋交换残余	$\Delta\nu_{res} = e_H \cdot T_H^{-1}$	$(1-2) \times 10^{-13}$	$\sim 10^{-14}$

表 2 目前各国 ν_H 的测量结果(以 Cs 束作为参考基准)^[2]

国 别	研究单位	公布日期	频 率 14204057.51 Hz ±	标准误差 (1σ)
美 国	NBS	1970	0.769Hz	1.7×10^{-12}
美 国	NBS/SAO/HU	1970	0.767Hz	1.4×10^{-12}
加 拿 大	NRC	1971	0.770Hz	2.1×10^{-12}
美 国	NASA/GSFC	1972	0.775Hz	2.2×10^{-12}
英 国	NPL	1973	0.766Hz	2.1×10^{-12}
美 国	HU (大泡)	1974	0.768Hz	1.4×10^{-12}
法 国	LHA	1980	0.773Hz	7.0×10^{-13}
日 本	RRL	1974	0.773Hz	3.5×10^{-12}
苏 联		1977	0.770Hz	3.5×10^{-12}

表 3

国 别	研究单位	稳 定 度		发表时间
		短 稳	长 稳	
美 国	SAO	$1 \times 10^{-13}/\text{sec}$	$2 \times 10^{-13}/\text{d}$	1978
	HU		$(1-2) \times 10^{-14}/\text{d}$	1970
	NASA-GSFC	$6 \times 10^{-13}/\text{sec}$	$1 \times 10^{-14}/\text{d}$	1973
苏 联		$8 \times 10^{-13}/\text{sec}$	$5 \times 10^{-14}/\text{d}$	1974
法 国	LHA	$4 \times 10^{-13}/\text{sec}$	$1 \times 10^{-14}/3\text{h}$	1973
加 拿 大	NRC		$1.5 \times 10^{-14}/7\text{d}$	1976
日 本	RRL	$(2-3) \times 10^{-14}/10\text{sec}$		1968
瑞 士	LSRH	$5 \times 10^{-14}/100\text{sec}$	$2 \times 10^{-13}/\text{d}$	1969

五、工程用氢钟的进展

点,十多年来一直在研究小型、轻便和低耗电并且能够在各种环境下长期工作的氢钟,以适应地面搬运和空间飞行的需要。

氢钟因为具有体积大、笨重和耗电多的缺

GSFC 研制的地面搬运钟,性能很好。其中

NP 系列四台氢钟,多年来已经实用于具有各种目的的科学试验,四台氢钟已搬运共达 57 次,行程 11 万哩,连续工作时间累计达 25 年。长期的试验表明,氢灯、氢源提纯器和贮存泡寿命均在 6 年以上,离子泵也能可靠地工作几年^[18]。

十多年来,SAO 一直从事飞行氢钟的研制。最近研制成的新一代飞行氢钟,能经得起多种环境的冲击,结构紧凑,体积约为 0.6m^3 ,物理和电子学系统全装在一个机柜内。测得的长稳和短稳均达到世界最好水平 ($1 \times 10^{-13}/\text{sec}$, $2 \times 10^{-15}/\text{d}$)^[3]。另外,美国 RCA 和修斯实验室^[19]等也在研制更小的卫星氢钟,估计只重 38kg,体积约为 0.09m^3 ,耗电 55W,预期稳定度为 1×10^{-14} 。

在飞行氢钟中,特别要求体积小,因此根本的是降低谐振腔的体积。小体积的 TE_{111} 腔氢激光器已于 1976 年获得成功。据估计,激光器体积可降至 0.035m^3 ,重量为 23kg。最近 Peter^[19] 在腔的设计上采用集中参数电容和电感,大大地降低了腔的体积,使整个激光器的体积只有 0.006m^3 ,差不多只有通常氢激光器体积的百分之一,从而可能发展成一种超小型的氢钟。

六、氢钟的主要应用

下面简单介绍一下利用氢钟特优的稳定度进行的一些基础科学和尖端的技术研究。

1. 射电天文和地球物理学研究

把氢钟作为长基线射电干涉仪的本振部分,可以更加精确地观察象类星体、脉冲星等宇宙射电源的大小、位置和其特性。射电干涉仪和光学干涉仪一样,都是利用相干光程差产生干涉条纹的原理。长基线干涉仪比短基线干涉仪具有更高的分辨率。但因两站基线很长,不可能象短基线那样,通过电缆或微波接力来产生公共本振,而必须用独立本振。图 8 是长基线干涉仪的原理图。来自射电源的信号,被外差接收。在每个干涉仪的终端,把中频信号用

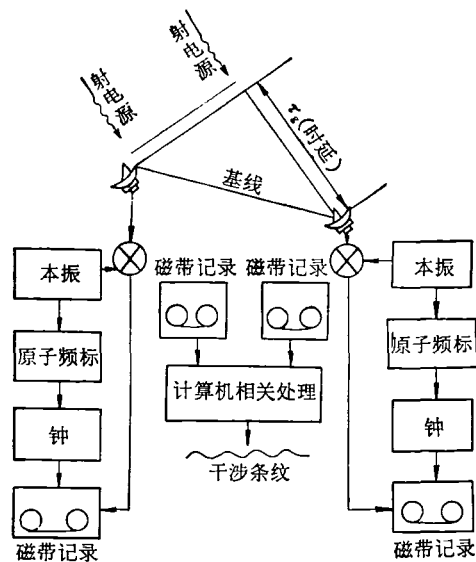


图 8

磁带记录下来,送到计算机作相关处理,得出干涉条纹。由观测的时间延迟和条纹率可以得出射电源的位置、大小和基线的长度。但因本振是独立的,故要求在两站接收时刻需要精确同步和中频信号保持相干。这就对本振的稳定度提出了很高的要求(特别是为了提高测量精度需要对干涉条纹的相位进行测量时)。计算表明,本振的稳定度需要优于 10^{-14} 。这在目前只有氢钟能胜任。把长基线干涉仪用于大地测量,可以极精确地测出地球上的位置和距离,采用稳定度优于 10^{-14} 的本振,可以实现几个厘米的测量精度。这样就可以极精确地监视大陆的漂移、地壳的移动、断层的隆起,从而有可能来预报地震。

2. 验证相对论

广义相对论预言,在引力场中原子的辐射频率会因其引力势不同而有所变化。在地球重力场的情况下,处于不同高度的原子,其辐射频率会有所不同。高出地面 h 的原子钟,其频率要比地面原子钟相对偏高 gh/c^2 (其中 g 为重力加速度, c 为光速)。以往验证这个预言的实验,其精度为 10^{-2} 。随着空间飞行技术的发展,特别是有了氢钟以后,就可以用火箭把氢钟送入空间,通过与地面氢钟的比较来测量飞行

钟经历不同高度时重力势对钟的频率的影响。1976年6月，NASA-SAO做了这个实验，以高到两个量级（即 2×10^{-4} ）的精度对这个预言作了验证。

3. 空间全球性导航定位

美国计划于1980年或1981年发射建立一个全球性定位系统（GPS）^[20]它由24个载氢钟的卫星组成。该系统发射准确的定时信号，通过比较来自各个时间同步的卫星钟的传输信号的时差来确定目标在全球的位置，其定位精度为30呎。要求氢钟稳定度优于 1×10^{-14} 。

此外，国外还用氢钟研究地极运动，地球旋转的变化和绘制星图等。当然也用于其他高精度的导航跟踪系统和作为各种高精密度测量的时频标准以及鉴评实验室铯钟。

参 考 文 献

[1] H. M. Goldenberg D. Kleppner and N. F. Ramsey *Phys. Rev. Letters*, **5** (1960), 361.
 [2] H. Heilwig, Proc. 28th Annu. Sym. Freq. Cont., (1974).
 [3] M. W. Levine, R. F. C. Vessot and E. Mattison, Proc. 32th Annu. Sym. Freq. Cont., (1978).
 [4] V. S. Reinhardt, J. Lavanceau, Proc. 28th Annu. Sym. Freq. Cont., (1974).
 [5] D. Kleppner et al., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 603.
 [6] D. Kleppner et al., *Phys. Rev.*, **138** (1965), A972.
 [7] L. S. Cutler et al., *PIEEE*, **54** (1966), 136.
 [8] H. E. Peters, Proc. 5th NASA/DOD PTTI Meeting; (1973).
 [9] D. Morris, K. Nakagiri, *Metrologia*, **12** (1976), 1.
 [10] E. S. Sabisky and H. E. Peters, Proc. 31th Annu. Sym. Freq. Cont., (1977).
 [11] R. F. C. Vessot, M. W. Levine and E. Mattison, Proc. 9th Annu. PTTI Meeting, (1978), 549.
 [12] S. B. Crampton and H. T. M. Wang, Proc. 28th Annu. Sym. Freq. Cont., (1974).
 [13] S. B. Crampton et al., *Phys. Rev. A*, **12** (1975), 1305.
 [14] E. E. Uzgiris and N. F. Ramsey, Proc. 22th Annu. Sym. Freq. Cont., (1968).

[15] P. W. Zitzewitz and N. F. Ramsey, *Phys. Rev. A*, **3** (1971), 51.
 [16] P. Debely, *Rev. Sci. Instr.*, **41**(1970), 1290.
 [17] P. Petit et al., *Metrologia*, **16**(1980), 7.
 [18] V. S. Reinhardt et al., Proc. 30th Annu. Sym. Freq. Cont., (1976).
 [19] H. E. Peters, Proc. 32th Annu. Sym. Freq. Cont., (1978).
 [20] W. B. Bridges et al., ADA 016284.

附录 术语简释

频率稳定度：由于各类噪声的影响，一台原子钟运转后的频率会呈现随机起伏。频率稳定度就是对其频率保持恒定程度的量度。根据是用含时间 τ 的函数还是用含傅氏频率分量 f 的函数来描述，频率稳定度又可以分为时畴和频畴两种表征方式。时畴用 $\langle \sigma_y^2(N\tau) \rangle$ 表示，它是取样时间 τ 内的平均频率的相对起伏 $y(t)$ 的 N 次取样平均方差的平均值(T 是相继测量开始时的时间间隔)。由于当 $N \rightarrow \infty$ 时，它可能发散，近年来已公认采用 Allan 方差 $\langle \sigma_y^2(2, \tau, \tau) \rangle$ (即 $N = 2, T = \tau$) 来表示：

$$\langle \sigma_y^2(2, \tau, \tau) \rangle = \sigma_y^2(\tau) = \frac{\langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle}{2},$$

其中 \bar{y}_{k+1} 和 \bar{y}_k 分别是第 $k+1$ 和 k 次的取样时间内的平均相对频偏。

频畴则以频率起伏的噪声功率谱密度 $S_y(f)$ 来表示。时畴和频畴频率稳定度可以通过一定的关系式转换。时畴频率稳定度是取样时间 τ 的函数。依据 τ 的长短，又可以分为长期和短期频率稳定度（简称长稳和短稳）。但并没有严格界限，一般可认为 τ 大于1天为长稳， τ 在小时以下为短稳。

频率准确度：原子钟的准确度是其实际频率值与定义值或标称值保持一致程度的量度。其相对偏差即为准确度。定义值就是原子在不受任何作用时（所谓自由原子）跃迁的频率值。但是，实际原子钟的原子是非自由的，受到各种微扰，这些微扰会带来频移。在测定这些频移时，不可避免会有误差，使得钟的实际频率值与定义值不一致。这些误差的统计累加，再除以定义值，即得到其准确度。其值越小，表示准确度越高。

承 接 广 告

本刊经批准从现在起承接国内、外广告业务，拟登广告的单位请与我刊联系。

北京市603信箱《物理》编辑部(邮政编码100080)

用康普顿散射探测电子动量分布

陈成钧

五十六年前，吴有训正在美国伊利诺斯州的芝加哥大学的实验室里当 A. H. 康普顿的研究生。康普顿经过多年摸索，发现了光子被电子散射时波长变长的规律——康普顿效应^[1]，并且在 1923 年初发表了理论文章和初步实验结果。但是康普顿只用石墨做散射体做了实验，这种规律是否普遍成立，在当时还是个疑问。于是，吴有训就用一系列轻元素当散射体，仔细做了 X 射线散射实验。他用过的元素有锂、铍、硼、碳、钠、镁、铝、硅、硫、钾、钙、铬、铁、镍、铜等。除了证实波长变化的中心位置与康普顿的理论结果 $\Delta\lambda = (2h/mc)\sin^2 \frac{1}{2}\theta \cong 0.0484 \cdot \sin^2 \frac{1}{2}\theta$ 一致外，还发现了，对各种不同的元素，散射 X 射线谱的轮廓有所不同。这种不同反映了不同元素中的电子运动状态不同^[2,3]。这一现象引起了广泛的注意(图 1)。

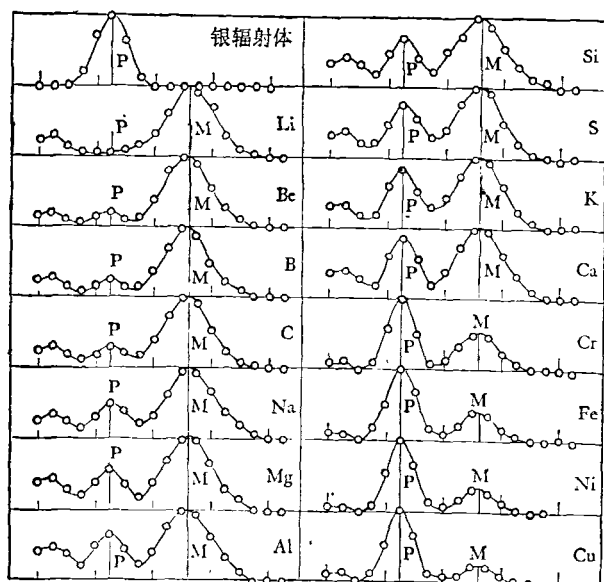


图 1 被不同元素所散射的银 K α 谱线，它显示出不变线的凸部随着原子序数的增加而增加

为了弄清楚散射线轮廓的含义，有几位物理学工作者^[4-6]做了一系列理论和实验工作。他们的工作成果表明：康普顿散射轮廓直接反映了物质内部的电子动量分布。在 1924—1937 年这一个时期内最重要的成果之一，就是 1929 年 Du Mond^[4] 用直接实验的方法证明了金属锂中的外层电子服从 Fermi-Dirac 分布律而不是 Maxwell-Boltzmann 分布律。此外，对氦等元素做的散射实验，获得了与用量子力学方法计算出来的动量分布相当一致的实验结果^[7]。

在三十年代，这种实验是异常艰难的。散射出来的 X 射线强度太弱。当时既没有足够强大的 X 射线源，又没有足够灵敏的探测器——主要靠照相底片。为了获得足够的分辨率，尽管用了极其高超的实验技巧^[8]，需要的曝光时间竟长达 2000 小时！由于计算工具不发达，理论工作者也提不出很多能与实验结果详细比较的计算结果。

几乎沉寂了三十年以后，从 1965 年开始，用康普顿轮廓法 (Compton profile) 探测电子动量分布的实验和理论工作空前活跃起来。原因如下：

1. 量子化学、固体物理的发展，需要电子运动状态的实验数据，而康普顿轮廓法提供了探测电子动量分布的简单而直接的实验方法。它具备其他方法所没有的一些优点。第一，它几乎只反映外层电子的运动状态，内层电子的反映和干扰很弱，而前者正是量子化学和固体物理研究的重点。第二，各个电子的散射是互不相关的，因此有缺陷、位错、杂质的样品与超纯完美晶体做出来的实验结果是一样的，这就使样品制备工作大为简化。第三，在不牵涉到复杂理论计算的条件下，从轮廓线上就可以直接

得出一系列定性的结论，直接联系着分子和固体中电子的某些重要性质。

2. 新的、强有力的实验设备的出现，使实验工作容易得多了。最近二十年来，X光管的设计不断获得重大改进，钨或银阳极的X光管，功率达3kW的已很普遍，寿命可达10000小时，其输出的长期和短期稳定性都很好。1975年还出现了功率为100kW的产品。在探测器方面，碘化钠晶体闪烁计数器与半导体电路联用，可以记录单个X射线光子的数目，而且可以从波长上把X光谱仪的其他阶次的衍射光子区分出去。数据的记录和初步整理可以自动进行。虽然在安排实验过程时仍需在分辨率和时间之间折衷考虑，但是整个实验已经不是一种艺术而是一种科学。

3. 计算机的广泛使用，使复杂系统的电子波函数的计算成为可能，因此就有更多的理论计算结果来与实验相比较。

最近十多年来，已经对各个轻元素及其化合物做过康普顿轮廓实验，而且已经扩展到包括稀土金属这样重的元素，并获得了许多重要结果。目前仍在不断发展。1965年，还只有两个实验室做这项工作，到1976年已增加到八个，此外还有五个团体经常在杂志上发表有关的理论分析文章。为了考察实验的精度和探讨误差的来源及消除方法，1976年英国格拉斯哥的Strathclyde大学应用物理系发起举办了一次全世界规模的相互校核，约定用水做样品，把十三组来自不同国家的实验室的测量结果加以对照，最后得出结论：如果在样品制备、仪器布置和数据分析方面严格要求的话，达到±1%的重复度是不成问题的；而对照性的实验则可达到±0.5%甚至更好些^[9]。

以下我们对用康普顿散射探测电子动量分布的理论、实验方法、主要结果和发展方向作一简单介绍。

一、理 论

关于康普顿散射轮廓与电子运动状态的关
物理

系，曾有许多人从事过理论研究^[5,6,10,11]。这里只介绍一种，即所谓脉冲近似（impulse approximation）。这种理论物理图象清楚，推导过程简单，但是基本上可以相当准确地解释所有的实验结果。

它的思想是这样的：每个电子都可以看成是独立的，在所有的原子核和其他电子形成的场中运动。一个光子和一个电子的碰撞是瞬时的。在碰撞前一瞬间，这个电子有确定的动量。从统计上看，电子在某一动量 \mathbf{P} 附近的几率，等于电子在动量空间中的波函数的模的平方： $\rho = \chi^*(\mathbf{P})\chi(\mathbf{P})$ 。此外，外层电子的电离能通常小于几十个电子伏特，而在散射过程中转移的能量达几千电子伏特以上，所以前者可以忽略。在以下的推导中，还进一步假定电子的动能是经典的： $E_k = \frac{1}{2}mv^2$ ，因为对X射线散射来说，电子的速度总比光速小得多。

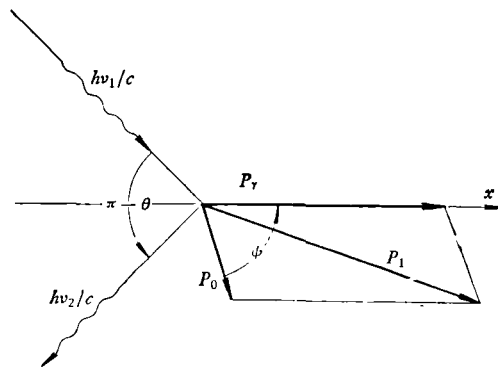


图 2

首先来分析光子和电子的碰撞过程。从图2可以看出，如果光子传递给电子的动能不太大，则在计算光子动量变化时，可以只计及由于方向改变引起的动量转移而忽略光子动量绝对数值的变化。这对于X射线散射的情形是很好的近似。因此，传递给电子的动量、方向是沿着光子的人射方向和出射方向的分角线的（图2中的 x 轴），大小等于

$$P_x = 2 \frac{h\nu_1}{c} \sin \frac{1}{2} \theta, \quad (1)$$

其中 θ 是散射角。假定电子在碰撞前的动量是

$P_0 = mV_0$, 与 x 轴的夹角是 ψ (它不一定在入射平面内), 则电子在受到光子的撞击以后的动量 P_1 就是 P_0 与 P_r 的矢量和, 动能增加了

$$\begin{aligned} \Delta E_k &= \frac{P_1^2}{2m} - \frac{P_0^2}{2m} \quad (2) \\ &= \frac{1}{2m} \left[4 \left(\frac{h\nu_1}{c} \right)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right. \\ &\quad \left. + 4 \frac{h\nu_1}{c} m\nu_0 \sin \frac{\theta}{2} \cos \psi \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

电子动能的增加是靠光子能量的减少作为补偿的, 即

$$\Delta E_1 = h(\nu_1 - \nu_2). \quad (4)$$

因此有

$$\frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_1} = \frac{2h\nu_1}{mc^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2\nu_0}{c} \sin \frac{\theta}{2} \cos \psi. \quad (5)$$

换算成波长, 就得到波长增加的数值:

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2\nu_0}{c} \lambda \sin \frac{\theta}{2} \cos \psi \quad (6) \\ &= \Delta\lambda_c + \frac{2\lambda}{mc} P_x \sin \frac{\theta}{2}. \quad (7) \end{aligned}$$

上式中的第一项, 就是静止电子的康普顿波长增加量. 第二项与电子在 x 轴方向, 即晶体学散射矢量 (crystallographic scattering vector, 图 2 的 x 轴) 方向上的动量分量 P_x 成正比.

如果准确地按相对论能量动量守恒定律进行推导, 则结果是^[6,11]

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{P_x}{mc} \lambda^*, \quad (8)$$

其中

$$\lambda^* = (\lambda_1^2 + \lambda_2^2 - 2\lambda_1\lambda_2 \cos \theta)^{1/2}.$$

容易看出, 当 $\lambda_1 \approx \lambda_2$ 时, (8) 式就变为 (7) 式.

把 (7) 式对 P_x 进行微分, 得

$$dP_x = \frac{mc}{2\lambda \sin \frac{\theta}{2}} d\lambda \equiv dq. \quad (9)$$

因为 λ 和 P_x 成线性关系, 所以, 在康普顿散射谱图上, 可以用一个新变量 q 来代替 λ 作横坐标以简化其后的运算.

假设电子的动量分布是

$$d\omega = \chi^*(\mathbf{P})\chi(\mathbf{P})dP_x dP_y dP_z. \quad (10)$$

对 dP_y 和 dP_z 进行积分, 并利用 (9), 可得

$$\frac{d\omega}{dq} \equiv J(q) = \int_{-\infty}^{\infty} dP_y \int_{-\infty}^{\infty} dP_z \chi^*(\mathbf{P})\chi(\mathbf{P}). \quad (11)$$

这就是实验测得的谱线轮廓 ($d\omega/dq$) 与电子动量波函数 $\chi(\mathbf{P})$ 之间的普遍关系式.

如果电子动量分布是球对称的, (11) 式还可以简化. 引进

$$I(P) = 4\pi P^2 \chi^*(P)\chi(P), \quad (12)$$

$I(P)dP$ 是动量绝对值在 P 和 $P + dP$ 之间的电子几率, 则 (11) 式可化成

$$J(q) = \int_a^{\infty} \frac{I(P)}{P} dP. \quad (13)$$

因此, 对于球对称分布的情况, 只要对测得的康普顿轮廓曲线 $J(q)$ 进行微分, 就可以获得动量分布函数:

$$I(P) = P \frac{d}{dP} J(P). \quad (14)$$

(11), (13) 两式是基本的理论结果.

二、实验方法

1. 主要设备

三十年代的轮廓实验都是用 Du Mond 和 Kirkpatrick^[6,7] 所设计的多块晶体 X 光谱仪来做的 (图 3). X 光管和弧形的样品安排在同一圆周上, 在另一个半径相同的圆周上排着 50 个可

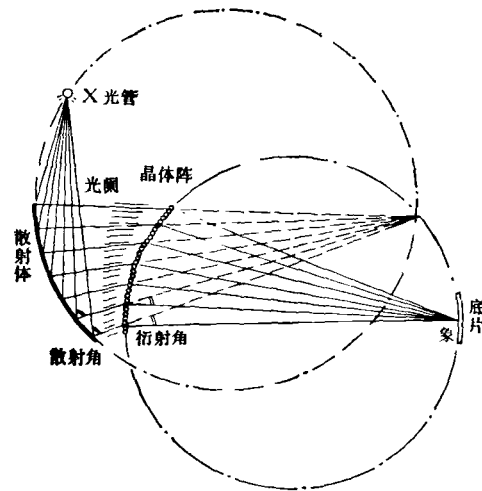


图 3

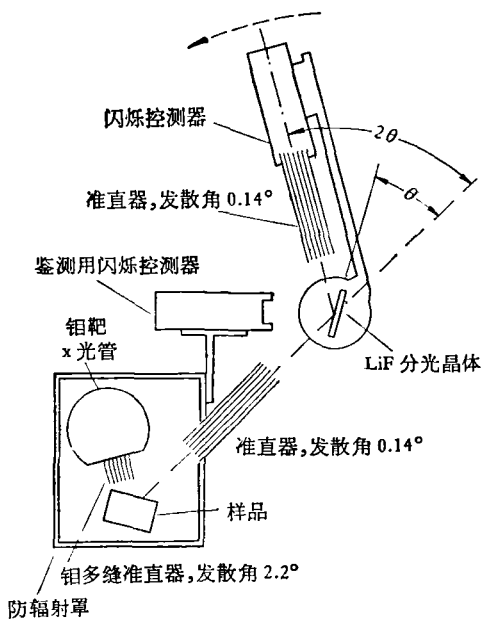


图 4

以各自精密调整的晶体。调整好以后，可以使整个样品上和 50 个晶体上的散射角和衍射角准确一致，因此波长相同的 X 射线都聚焦在同一点上。这种仪器的构思是卓越的。但是，尽管比单块晶体谱仪的光强大几个数量级，一次曝光需要的时间仍然长得惊人。

六十年代的仪器，由于功率强大的 X 光管和灵敏到可以记下每一个光子的探测器的出现，适应自动化记录数据的要求，构思完全不同(图 4)^[10,11]。在 X 光管与样品、样品与衍射晶体、晶体与闪烁计数器之间，都用多缝准直光阑(sollar slits)维持固定的角度。由于现代 X 光管的输出强度的长期稳定性和短期稳定性都很好，所以可以通过精密的机械传动装置转动晶体及闪烁计数器，把数据自动记录下来。为了达到足够的统计精度，每一个实验点的光子记录数都需达 10000 左右。相邻的实验点之间的角度间隔 $\Delta(2\theta)$ 是 $\sim 0.02^\circ$ 。做一次实验大约需要一个星期左右。但是由于实验装置的自动化，这不需要占用实验人员的很多时间。

2. γ 射线散射法

正如通常的康普顿效应可以用 γ 射线来证

物理

实一样，用 γ 射线也可以做轮廓实验。由于高分辨率的固体探测器的出现以及强大的单色 γ 射线源成为商品，在某些方面它比 X 射线还要优越。

目前用得最多的源是 ^{241}Am ，它在 60keV 附近有一个强的单色 γ 射线，由于半衰期很长(458 年)，而且可以从反应堆制造出来，所以使用相当方便。近来， ^{198}Au 也被采用。它是把金箔放在热中子流中照射后产生的，虽然半衰期只有 64 小时，但它产生的 412keV 的 γ 射线散射而产生的中心约在 160keV 的散射线分辨率很好，仍然可以得出很好的结果。1976 年 Strathclyde 大学组织的世界规模的精度互校中，有几个团体是用 γ 射线做的^[9]。

3. 加速器辐射源的应用

近几年来，世界各国都在发展大功率回旋加速器来产生加速器辐射(synchrotron radiation)。这是一种方向性很好、强度很大、严格线偏振的“白色”辐射源，主要能量集中在 1 \AA 附近的 X 射线谱段上。从亮度上看，这种辐射源每单位光谱宽度、每单位立体角、每单位时间发出的光子数，要比通常的 X 射线源高几个数量级。利用完整的锗或硅单晶，可以把它单色化，这样获得的单色 X 射线，对研究康普顿散射轮廓是一种理想的辐射源。它的优点有：

(1) 前面提到过，通常的 X 射线源是非常“脏”的，例如常用的钼靶 X 光管，发出的除了 MoK_α 双线外还有 MoK_β 的四条线和韧致辐射的连续背景，给分析数据带来了很大困难。但单色化后的加速器辐射不仅有很高的亮度，而且非常“干净”，有利于处理数据。

(2) 加速器辐射是线偏振的，因此就可能用来研究磁性物质中电子自旋的分布。

我国正在建造这种类型的加速器，因此也能用来开辟这一领域。

三、固 体

尽管从理论计算的角度来看，游离原子的

波函数与固体或化合物分子相比，波函数可以计算得更为精确。但是，从样品制备的角度看，实际上只有那几种惰性气体可以看成是游离原子。从1929年以来已经做了不少工作^[4]，最彻底的是氦，实验结果与Hylleraas用变分法做的非相对论波函数十分符合。但是这个领域比较狭窄，而且意义远不及固体和分子中电子波函数的研究。

由于康普顿轮廓对外层电子很敏感，而对内层电子不敏感，所以它可以提供固体中各原子的外层电子的状态的丰富信息，这正是固体物理研究所关心的。

从目前的发展情况看，实验数据的积累，已经远远跑在理论解释的前面，现在仍在不断深入。近几年来，在电子分布的非各向同性的测量方面取得了重要成果，直接测定金属的布里渊区中的费密面的形状已经成为可能。

1. 金属

从历史上说，康普顿轮廓实验早期的重大成果之一，就是用实验证明了金属中的自由电

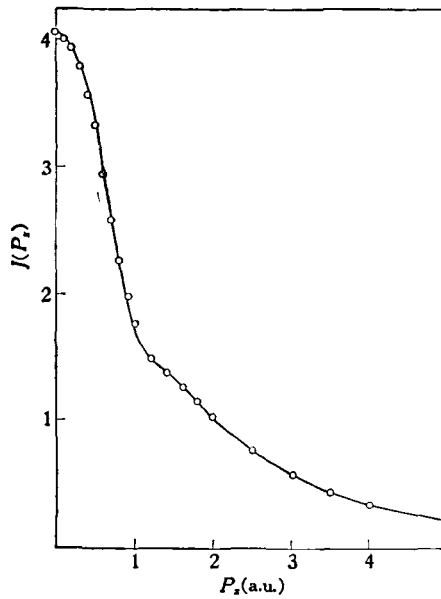


图 6

子服从费密-狄喇克分布而不是麦克斯韦-玻耳兹曼分布^[4]。

假设金属中的价电子是自由电子而且温度较低 ($kT \ll E_F$)，则对费密-狄喇克情况，按动量的某个分量的分布函数是

$$J(P_z) = \begin{cases} P_F^2 - P_z^2 & (P_z \leq P_F), \\ 0 & (P_z > P_F). \end{cases}$$

它是一个倒抛物线。对麦克斯韦-玻耳兹曼情况，则分布在 $P_z^2 \leq 2mkT$ 的小区域内。由于相应于通常金属中的 P_F 的能量是几十电子伏而常温下 kT 只有零点零几电子伏特，所以，反映在轮廓线上，差别是十分显著的 (图 5)。Du Mond 在 1929 年做的实验证明了，在金属铍中，价电子服从费密-狄喇克分布。

如果在理论上再考虑得深入一点，实验再做得精确一点，那么，分布曲线和散射谱轮廓线就不像图 5(a) 那样简单。首先，固体中电子的能谱与自由电子不同，不能简单地表示为 $P^2/2m^*$ ，而是非各向同性的复杂函数。电子在动量空间分布的上限是布里渊区中形状复杂的费密面。从原则上说，用康普顿轮廓法可以相当准确地测定出费密面的形状。

图 6 是 1974 年对铝所做的实验结果和与

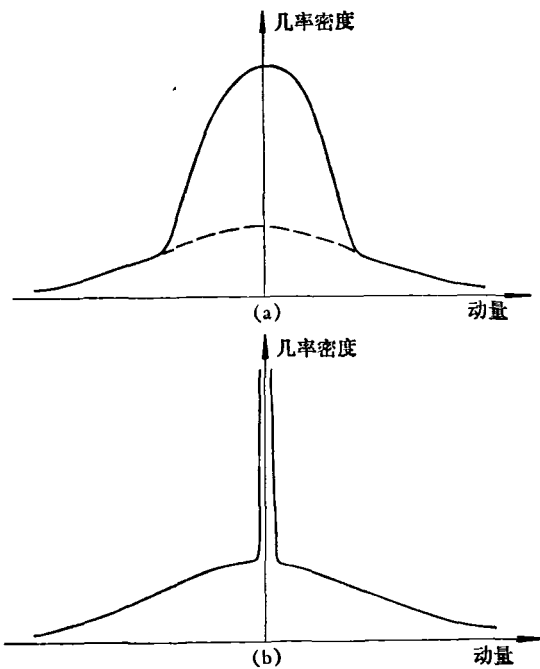


图 5

(a) 费密-狄喇克分布； (b) 麦克斯韦分布

理论计算结果的比较^[12,13]。

过渡金属(如 Sc, Ti, V, Cr, Fe, Ni 等)由于 3d 电子的复杂结构,在理论计算上困难大得多,但是由于研究过渡金属的 3d 电子分布具有重要意义,而且目前的实验技术已经做到可以较为准确地测定原子序数 Z 这样大的元素的散射轮廓的程度,所以,近年来这方面的研究也很发达。总的说来,实验结果走在理论的前面^[11]。

2. 共价晶体

研究者们对金刚石、锗、硅这类 O_h 结构的共价晶体很感兴趣。实验上在六十年代末已经观察到它的电子动量分布是非各向同性的^[14]。1972 年对金刚石、硅和锗所做的系统的 γ 射线散射轮廓实验,发现了三者的轮廓形状明显不同,反映了键中电子动量分布有明显的不同^[14]。

3. 离子晶体

十年以来,美国、芬兰和日本的三个实验团体都对许多种离子晶体做了电子动量分布的实验测定^[15]。主要对象是典型的离子晶体,如 LiH, LiF, LiCl, BN, MgO, MnO, NaF, KCl, NiO, NH_4Cl , AlN 等。实验结果与用游离离子近似法计算出来的结果相差 10—15%,说明必须认真考虑离子间的电子互相交叠的效应。非各向同性也从实验上观察到。

4. 三维电子分布函数的实验确定

迄今绝大多数研究者所用的方法,都是从理论上计算出系统的三维动量波函数,推论出康普顿散射轮廓的形状,然后与实验得出的轮廓数据相比较。只有在波函数是球对称的情况下,三维动量波函数与康普顿轮廓才有一一对应的关系。但是,在 1967 年 Mijnaerends^[16] 指出,如果散射晶体的对称性是已知的,则由从不同角度测出的一维分布的实验数据出发,通过把波函数展开为点群谱函数的级数的方法,可以建立起三维的动量分布函数。由于目前康普顿轮廓法的实验精度还不够高,这种方法首先

在正电子湮灭实验中获得应用。但是,随着实验精度的提高,这种方法将具有重要意义。

四、量子化学

坐标表象中的波函数和动量表象中的波函数对于研究分子中的电子状态是等价的。所以康普顿轮廓是研究量子化学的一种直接实验方法。I. R. Epstein 和 A. C. Tanner^[17] 总结了前人的实验结果,结合理论的演绎,提出了六条定性和半定量地解释分子的康普顿散射轮廓的原则,现在简要介绍如下:

1. 傅里叶变换 (FT) 原则

位置空间中的波函数的“重心”与动量空间中的波函数的“重心”互为倒数。例如,内层电子的坐标波函数很集中,所以它们的动量波函数就很扁平而且延伸很远。外层电子占的空间大,所以动量波函数就集中而形成显著的峰。分布成长条状的电子云,长轴方向上动量分布集中,短轴方向上动量分布分散。

2. 维里定理 (VT) 原则

降低一个系统的能量(或是改进它的波函数,或是经历了真实的化学变化),就使动量空间中的密度由低区往高区移动。它的理论根据是,对准确的波函数来说,维里定理 $-\bar{v}/\bar{T} = 2$ 成立。

3. 键的方向性 (BD) 原则

化学键中电子的动量,在键的方向上,动量更集中在低端;在与键垂直的方向上,动量更集中在高端。

4. 键的振荡 (BO) 原则

与化学键相关联的动量分布曲线,在沿键的方向上有周期约为 h/a 的振荡, h 是 Planck 常数, a 是键长。成键与反键的振荡有 90° 的相位差。

5. 杂化轨道 (HO) 原则

在任何 $s-p$ 杂化轨道中, p 的成分的增加, 会导致动量密度往高端移动. 其理论解释是: p 波的动量分布要比 s 波的动量分布更靠近高端.

6. 平均值 (EV) 原则

对于给定的轨道类型 (例如 $1s, 2p$), 比值 $\langle p^n \rangle / Z_{\text{eff}}^n$ 在整个周期表中近似为常数. 其中的 Z_{eff} 是该轨道的有效电荷数.

参 考 文 献

- [1] A. H. Compton, *Phys. Rev.*, **21** (1923), 207, 483.
[2] A. H. Compton and Y. H. Woo, *Proc. Nat. Acad.*,

- 10** (1924), 271.
[3] Y. H. Woo, *Phys. Rev.*, **27** (1926), 119.
[4] J. W. M. Du Mond, *Phys. Rev.*, **33** (1929), 643.
[5] G. E. M. Jauncey, *Phys. Rev.*, **24** (1924), 204; **25** (1925), 314; **27** (1925), 723.
[6] J. W. M. Du Mond, *Rev. Mod. Phys.*, **5** (1933), 1.
[7] J. W. M. Du Mond, H. A. Kirkpatrick, *Phys. Rev.*, **52**(1937), 419.
[8] J. W. M. Du Mond, H. A. Kirkpatrick, *Rev. Sci. Inst.*, **1** (1930), 88.
[9] B. G. Williams, *Acta Cryst.*, **A32** (1976), 513.
[10] M. Cooper, *Advances in Physics*, **20** (1971), 453.
[11] Compton Scattering, the Investigation of Electron Momentum Distributions, edited by Brian Williams, Mc Graw-Hill, (1977).
[12] M. Cooper et al., *Phil. Mag.*, **29** (1974), 1237.
[13] P. Pattison et al., *Phil. Mag.*, **30** (1974), 973.
[14] W. A. Reed, P. Eisenberger, *Phys. Rev.*, **B, 6** (1972), 4596.
[15] P. E. Mijnarends, *Phys. Rev.*, **160** (1967), 512.

著名物理学家巴丁教授来我国讲学

美国著名物理学家巴丁 (J. Bardeen) 教授应中华人民共和国教育部和北京大学校长周培源的邀请于 1980 年 5 月来我国讲学. 巴丁教授曾两次获得诺贝尔奖金物理奖. 第一次是在 1956 年与勃拉丁 (Brattain) 和肖克莱 (Shockley) 合得的, 得奖是由于其半导体理论导致晶体管的发明. 第二次是在 1972 年由于他和年轻的物理学家库珀 (Cooper)、施里弗 (Schrieffer) 一起创立了超导电性的微观理论 (现通称为 BCS 理论).

巴丁教授在北京大学讲学期间, 作了有关“超导问题的发展与近况”、“超导计算机发展近况”、“量子阱异质结激光器”等方面内容的报告共 7 次. 对近年来在半导体、超导体方面的发展作了扼要介绍, 阐述了自己的见解. 在京期间先后与北京大学低温物理专业、半导体物理专业、中国科学院物理研究所以及冶金工业部有色金属研究院等单位举行了多次座谈, 对科研发展方向发表了独到的看法.

巴丁教授特别谈到超导应用目前有两个方面, 即大功率 (兆瓦) 与小功率 (微瓦) 两方面. 前一方面主要是超导磁体的各种应用, 近年的发展比预期要慢; 而后一方面 (例如超导用于电子器件), 则比人们预期的发展为快.

巴丁指出有关超导材料和超导非平衡特性的研究是两个重要的发展方向. 超导体目前只能在液氮致冷的极低温下应用, 这就限制了它的应用规模. 如果超导

临界温度能提高到 30K, 就可以把超导输电技术推广. 不过巴丁指出, 提高超导临界温度是一个困难问题, 需要逐渐积累经验.

巴丁指出, 非平衡态超导电性是一个年青的领域, 开展工作才几年, 很有发展前途. 微桥的研制和应用值得重视.

巴丁指出, 美国 IBM 公司集中了很大力量, 近来已使超导计算机有了值得重视的进展. 超导计算机有快速、功率消耗小、尺寸小以及减少了热扰动等优点, 但它需要液氮致冷条件, 所以, 在近期超导计算机与半导体计算机竞争的能力如何, 尚要看一看.

巴丁教授在题为“晶体管的早期发展”的报告中, 生动地回顾了晶体管发明史上的几个最重要的理论和实验方面的突破如何最终导致点接触与面结型晶体管的诞生, 介绍了巴丁本人及另外两位诺贝尔奖金获得者肖克莱与勃拉丁等在当时的科学活动与具体贡献, 对青年科学工作者很有启发.

巴丁教授还介绍了半导体中的量子尺寸效应 (QSE) 的基本原理和研究方法. 这一问题近年来在国际上颇受重视. 最早的设想是 25 年前巴丁在指导其研究生时提出的. 报告中还讲了利用量子尺寸效应的原理研制的 GaAs-GaAlAs 多层量子阱异质结激光器.

(章立源)

微 微 秒 光 取 样

周 旋

(中国科学院半导体研究所)

一、问题的提出

在物理学的研究中,我们会遇到各种瞬息变化的现象。为了研究和运用这些短促的物理过程,如能将它们作为时间的函数,直接显示在示波管的屏幕上,无疑是最方便不过的了。在显示高速波形的现有设备中,最常用的是行波示波器和取样示波器。尤其是后者,由于其通频带宽,灵敏度高以及其他一些优点,已成为目前观测高速波形的最有效、最直观的仪器。但是能否利用商品取样示波器直接观测显示微微秒量级的光波信号呢?回答是否定的,主要原因如下:第一,虽然商品取样示波器的最高带宽已达18GHz(相应的上升时间为20ps),但由于激光技术的进展,目前已能产生比现有取样示波器响应时间更短的超短激光脉冲。也就是说,现有取样示波器的带宽对于显示宽度为几十微微秒或更窄的激光脉冲,已嫌不够。第二,现有商品取样示波器只能观测显示电的信号。对于任何其他非电信号(包括激光脉冲),如欲用取样示波器观测,首先必须通过变换器转换为电信号。第三,大多数取样示波器仅能显示重复的信号波形,借助实时取样,可以观测单次波形,但仅限于低速波形。最后,现有取样示波器的输入动态范围太小,一般为 $\pm 1\sim 2V$,故不能直接测量幅度较大的功率脉冲。

为了测量超短激光脉冲,已经出现了多种方法,其中普遍应用的是双光子荧光方法和微微秒条纹照相。然而,这些方法都不是对被测信号波形的直接显示,于是问题再次提到了我们的面前:能否将现有取样示波器加以革新,使之也能直接显示光波信号波形呢?近几年来,人们在这方面进行了不少探索研究,终于将激光技术同电信号的取样技术相结合,发展了一种原理新颖的光波测量仪器——微微秒光波取样示波器,这是在波形显示技术方面取得的重大进展。可以预料,随着光波取样示波器性能的日臻完善和普遍应用,必将大大推动对高速物理现象的研究。

二、光取样的基本问题点

从上面的叙述可知,光波取样示波器必须着重解

决以下几个问题:

1. 大大扩展系统通频带(或缩短响应时间),以便显示微微秒量级的超短脉冲。

2. 为避免光电倍增器、光电二极管之类转换器影响系统频宽,直接对光波信号取样。

3. 能显示单次激光脉冲。

但是在技术上解决上述每一个问题都是比较困难的。全面解决这些问题,不可避免地将使测量系统变得十分复杂。正是基于简化测量系统的考虑,在一定的光波取样系统中,总是根据具体观测对象,侧重解决上述有关问题。

从取样示波器的基本理论可知,取样示波器的带宽主要由取样门的响应时间和取样脉冲的宽度所决定。为了展宽取样示波器的通频带,就必须缩小取样脉冲宽度,并且相应地采用响应时间极快的器件作为取样门。对于光取样,情况也是如此。在光波取样系统中,取样脉冲可以仍然是用高速半导体器件产生的窄电脉冲(通常由阶跃恢复二极管对雪崩晶体管产生的电流脉冲整形获得),由此构成电脉冲选通的光波取样系统。这种光波取样系统除了取样门部分外,与普通的电信号取样示波器雷同。当然,若直接采用超短激光脉冲(其宽度要比上述阶跃二极管整形所获得的电脉冲小一至两个数量级)作为取样脉冲,由此构成的光脉冲选通的取样系统将有可能比上述电脉冲选通的取样系统获得更高的时间分辨率。如文献[1,2]介绍的光波取样示波器,便是直接采用由锁模钕玻璃激光器产生的宽度为5ps的红外($\lambda = 1.06\mu\text{m}$)激光脉冲作为光开关脉冲,这些系统能成功地显示宽度为10~30ps的光波信号。在这方面还有潜力,目前已能用钕玻璃锁模加上脉宽压窄技术产生亚微微秒脉冲,如果有相应的光开关,光波取样系统的频宽可望进一步提高。

在普通电信号取样示波器中,用高速半导体二极管(通常为肖特基二极管)构成取样门,其最快响应时间约为20ps。在光波取样示波器中,则采用对某一特定波长的光(即被测对象)直接作出响应的光敏器件作为取样门。如文献[3]介绍了一种掺镉高阻GaAs材料作成的光敏电阻,其暗电阻为45M Ω ,在被特定波长($\lambda = 0.9\mu\text{m}$)的光照射后,电阻迅速降至36k Ω 。电阻值的这种巨大变化等效于开关二极管“通”、“断”两

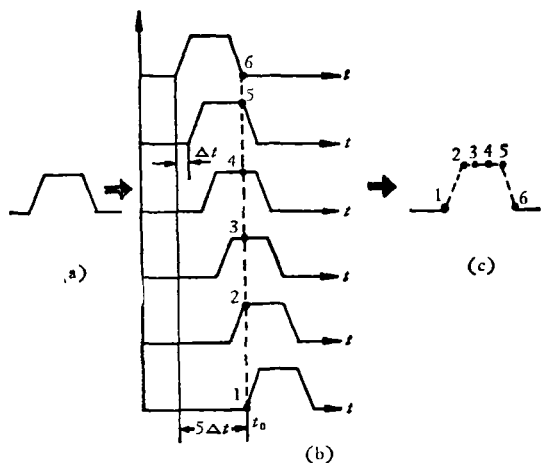


图1 对单次信号的取样

个状态,因此这种光敏电阻可以很方便地直接用作对该光信号作出响应的光取样门,其响应时间取决于所用半导体材料中自由载流子的寿命.文献[1,2]介绍了另一种光取样门,它是由置于两个正交偏振器之间的CS₂盒构成.这种光闸的响应时间更快,主要限制是由CS₂克尔效应引起的弛豫时间(1.8ps).

在光波取样系统中,由于采用具有极快响应时间的光敏器件构成对被测光信号同时进行检测和取样的光取样门,而无须在常规光波测量技术中那样,先通过光电二极管之类变换器对光信号进行转换,然后再通过线路传输把转换成的电信号送入示波器进行取样显示,所以避免了光电转换器和传输线路对整个测量系统响应时间的影响.因而直接光取样系统通常具有更高的带宽.

若被测光信号系重复波形,对这种信号的显示可采用常规的重复信号取样技术;若被测信号为单次瞬变过程,必须设法将单次出现的单个光信号加以变换,使之成为许多个形状相同,但在时间关系上彼此相差一个固定时间 Δt 的一组信号,而后在同一时刻 t_0 对这一组信号进行取样.由于这一组信号是从同一波形获得的“复制品”,它们波形相同,所以在 $t = t_0$ 时刻从各个“复制”波形上取出的幅度“样品”,实际上代表了原单次信号波形上不同部分的幅度.只要取样时间足够短,取样点数(即复制波形个数)足够多,即满足取样定理的要求,则这些幅度“样品”的包络就复演原信号波形形状.对单次信号的取样如图1所示.图1(a)系被测单次波形;图1(b)表示从被测单次波形(a)获得的“复制”波形(为简单起见,图中仅画出6个“复制”波形).这些“复制”波形彼此相差一个固定时间 Δt (称作步进延时).在 $t = t_0$ 时刻同时对这6个“复制”波形取样,取样所得“样品”信号幅度与取样瞬时的信号幅度成比例,它们的包络复演原单次信号波形,如图1(c)示.所以对单次光信号的取样,关键问题是如何

从一次出现的信号波形获得具有步进延时的多个复制波形.关于这个问题,我们将通过实际的光取样系统予以介绍.

三、典型微微秒光波取样系统

已经出现各种程式的光波取样系统,如有电脉冲选通和光脉冲选通的光波取样示波器之分.在电路结构的安排上有自成一体作成一个整机的;也有仅将实现光取样的部分作成探头(如同普通取样示波器的取样头),然后通过软性电缆与商品取样示波器连接运用.下面通过两个典型的微微秒光波取样系统的介绍,进一步阐明光取样的原理.

1. 电脉冲选通的光波取样系统

图2表示电脉冲选通的光波取样系统^[3]的框图,它基本上是一个典型的电信号取样示波器,不过原来的电波形取样门已为光波取样门所代替,仪器的其余部分大致相同.

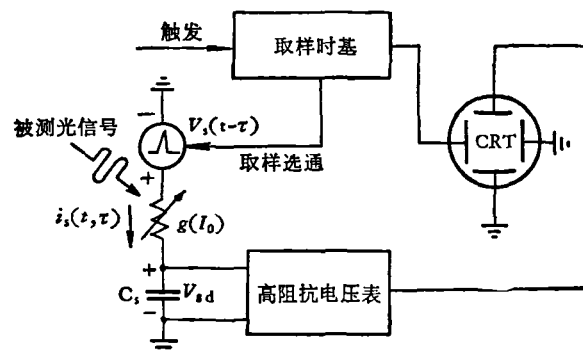


图2 电脉冲选通的光波取样系统

在图2所示光波取样系统中,取样门系由掺镓高阻GaAs材料制作的光敏电阻构成,其电导是光强的函数,写作 $g(I_0)$.未受光照射时,其暗电阻值为45M Ω ;当被0.5W,0.9 μm 的人射光照射时,光电阻降为36k Ω .该光敏电阻直接接受被测入射光信号 $I_0(t)$ 的照明.取样门由短的电取样脉冲 $V_s(t)$ 选通, $V_s(t)$ 受取样时基的控制.仅当取样脉冲选通期间,在取样电阻内才有电流 i_s 流通.电流 i_s 与取样脉冲幅度和入射光的强度成比例.我们用 t 表示实际时间,用 τ 表示取样瞬时.取样电容 C_s 对 i_s 进行积分,于是在电容 C_s 上建立一个与取样瞬时光强度成比例的直流电压 V_{sd} .假定光敏电阻的电导 g 与入射光强 I_0 成比例,即

$$g(t) = kI_0(t), \quad (1)$$

式中 k 为常数,上式未考虑电荷贮存效应和光电导衰减时间效应.令取样脉冲宽度为 t_s ,若 t_s 比最小电路时间常数 C_s/g_{max} 还小得多,即 $t_s \ll C_s/g_{\text{max}}$,那么在取

样时间 t_s 内, C_s 可以考虑作短路。因此, 取样电流 i_s 由下式给出:

$$i_s(t, \tau) = V_s(t - \tau)g(t). \quad (2)$$

或者用入射光强 I_0 表示:

$$i_s(t, \tau) = kV_s(t - \tau)I_0(t). \quad (3)$$

取样电容 C_s 对 i_s 积分, 从 C_s 上得到取样电压 V_{sd} 为

$$V_{sd} = \frac{1}{C_s} \int_{-\infty}^{\infty} i_s(t) dt. \quad (4)$$

设为理想取样门, 当取样脉冲不选通时 $i_s = 0$, 即

$$i_s = 0 \begin{cases} t < \tau, \\ t > \tau + \tau_s. \end{cases} \quad (5)$$

将 (3) 和 (5) 代入 (4), 得到

$$V_{sd} = \frac{k}{C_s} \int_{\tau}^{\tau + \tau_s} I_0(t) V_s(t - \tau) dt. \quad (6)$$

式 (6) 是相关积分, 因此 $V_{sd}(\tau)$ 是 V_s 和 I_0 的互相关函数。在取样系统中, $V_{sd}(\tau)$ 用高输入阻抗的电压表测量, 并以一个亮点的形式显示在示波管的荧光屏上。每取样一次, 得到光波信号的一个幅度“样品”。由于每次取样后, 时基自动增加一个很小的量(步进延时), 这样当光信号重复输入时, 就相继取出信号波形上不同部分的幅度“样品”。原来的光波信号则被转换成等效的电波形 $V_{sd}(\tau)$, 并在等效时间变量 τ 中被充分展宽, 因而可用低频电路处理。

光波取样门的阶跃响应取决于所用光敏电阻光电导的弛豫时间。为了取得快速响应, 所用材料中自由载流子寿命必须短, 迁移率应该高。为此常采用掺铊的高阻 GaAs 材料制作光取样门所用的光敏电阻。

在本取样系统中, 同光敏电阻有关的固有寄生电容被考虑作取样电容 C_s 的一部分。在常规测量中, 必须将光电检测器与同轴电缆连接, 然后将电信号传送到示波器显示。这样作不容易取得很高的带宽。杂散电容、引线电感的存在, 倾向于降低光电检测器的固有带宽。而上述直接光取样, 是将光电检测器与取样门的功能组合在同一器件——光敏电阻中实现, 大大减少了对宽带电路的需求。事实上, 寄生电容 C_s 被有意识地用作执行式 (4) 积分的积分电容。

由阶跃二极管构成的取样脉冲发生器, 由 GaAs 光敏电阻构成的光取样门以及由场效应晶体管和集成运算放大器构成的高输入阻抗和高增益交流放大器, 被共同置于一个探头结构内部, 该探头的馈电以及信号传输通过电缆与一个商品取样示波器连接, 于是便形成了能直接观测光波信号的光波取样系统。实践证明, 这是直接显示微微秒激光脉冲的一种比较简单可行的方法。

2. 单次微微秒光波取样系统

G. C. Vogel 等人先后提出了利用光散射介质^[1]

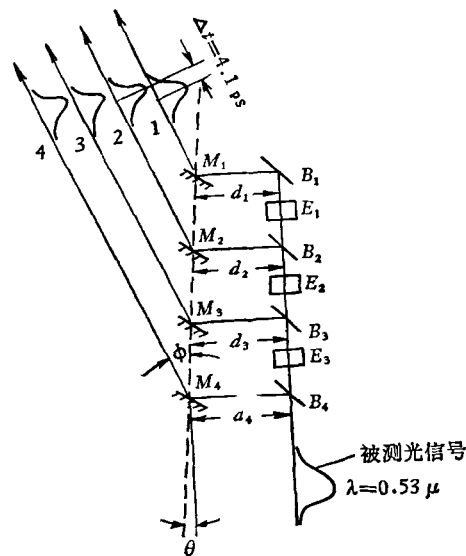


图3 从单次波形获取多个“复制”信号的多道光束分离器装置

和光分束器装置^[2]显示单次微微秒光脉冲的方法。借助光散射介质或光分束器装置, 可从单次光信号获得多个形状相同的“复制”信号。各个“复制”信号的形状与原单次信号波形相似, 只是在时间上彼此被分离开了(相差几个 ps), 如图 3 和图 4 所示。

在图 3 中, 所测单次光信号被定向送入分束器系统。通过适当的光路设计, 从单次信号分离成在时间上相继延迟 4.1 ps 的 N 个(图中 $N=4$)“复制”信号。整个光分束器系统由 N 个均匀配置的分束器 B_i , N 个反射镜 M_i 和 N 个起脉冲固定延时作用的平行度很好的玻璃块 E_i 组成。每个分束器 B_i 的背面敷有极薄(0.25mm)的抗反射的玻璃层, 未敷镀膜抗反射玻璃层的正面对于 45° 入射的垂直偏振光信号的非涅耳反射

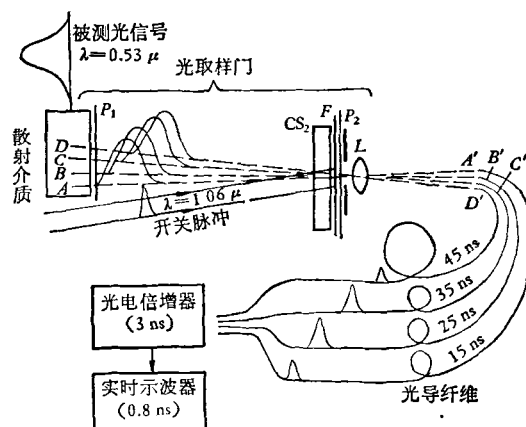


图4 采用散射介质从单次波形获取多个“复制”信号的光取样系统

率约为 5.3%。各个反射镜 M_i 这样安装,使得从分束器 B_i 反射的光线达到 M_i 上的各点呈一条直线,该直线与原入射信号的传播方向构成一个角度 θ 。在没有玻璃块 E_i 并忽略分束器 B_i 的厚度时,通过旋转镜子 M_i ,可以获得同步的“复制”信号,这些信号相继延迟 Δt 。角度 θ 满足下式:

$$\cos \phi = \cos \theta - \sin \theta. \quad (7)$$

改变 ϕ , 就能改变“复制”信号间的延迟 Δt 。如果在分束器 B_i 之间插入厚度为 d 的玻璃块 E_i , E_i 的两面均敷有抗反射层,以减小损耗和不希望的反射,则“复制”信号之间的延迟 Δt 由下式给出:

$$\Delta t = (d + 1.31l)(n_g - 1)/c. \quad (8)$$

式(8)中 l 是分束器 B_i 的厚度, n_g 是入射光在玻璃中群速度折射率。在本系统中选择 d , 使 $\Delta t = 4.1\text{ps}$ 。

另一种采用散射介质获得“复制”信号的光取样系统示于图 4。

整个系统由光散射介质、置于两个正交偏振器 P_1 和 P_2 之间的 CS_2 光闸、光导纤维延迟线、光电倍增器和普通实时示波器构成。被测的单个信号是波长为 $0.53\mu\text{m}$ 的绿光 $I(t)$ 。将被测脉冲送至盛有高度稀释乳剂(即散射介质)的小盒,该小盒每厘米散射绿光的 20%。单次绿光信号经由散射介质传播,在其传输路径的一系列分立点处,即图 4 中的 $A, B, C, D \dots$ 各点处,得到散射信号,它们与入射信号同步并具有与入射信号相似的波形。散射脉冲然后由透镜 L 聚焦并被馈至 N 条光导纤维延迟线的输入端处 $A', B', C', D' \dots$ (图中仅画出 4 条光导纤维)。在乳剂盒与透镜之间是由两个正交偏振器 P_1 和 P_2 以及 1cm 的 CS_2 盒所构成的光取样门。 $A, B, C, D \dots$ 各点间隔这样设计,使得由乳剂散射形成的各个“复制”光脉冲,在进入取样门时在时间上彼此相隔 3.9ps 。上述光取样门由锁模致激光器产生的宽度为 5ps 的红外 ($\lambda = 1.06\mu\text{m}$) 激光脉冲选通。当光闸在红外开关脉冲作用下打开时,图 4 中所示每一个散射绿光脉冲在极短时间内被取样。

由于进入光闸的散射脉冲具有步进增加的延迟,故从原始脉冲的前沿至后沿每隔 3.9ps 被取出一次幅度“样品”,共计 N 个。这 N 个幅度“样品”经透镜聚焦后送入 N 条光导纤维。光导纤维的长度这样设计,使得 N 个幅度“样品”信号经过光导纤维延迟线传输后将分别得到 $15\text{ns}, 25\text{ns}, \dots (10N + 5)\text{ns}$ 的延迟。因此, N 个“样品”信号将按时间顺序先后出现于光导纤维的末端。经过取样所得的“样品”信号频谱已大为压缩,可用响应时间稍慢(约 3ns)的光电倍增器检测,最后显示于上升时间为 0.8ns 的宽带实时示波器屏幕上。只要被测脉冲与光闸打开时间相比更长,满足取样定理要求,“样品”脉冲的包络就复演原始单次光脉冲的波形。

四、结 束 语

光取样示波器初步实现了人们长期追求的目标——直接显示光波信号波形。与普通电信号取样示波器相比,光波取样示波器可以获得较高的时间分辨率、较大的动态范围。并且由于光敏电阻一般具有线性的伏安特性,这就消去了普通二极管取样门由于二极管非线性特性所造成的波形显示畸变。然而必须指出,迄今出现的光波取样系统,只是根据特定测试对象设计的一些专用测量设备,性能尚不完善,远不能作为通用的光波显示仪器使用。但是,光取样示波器作为一种新的仪器概念,是富有生命力的。似乎可以这样说,光取样示波器的日臻完善,将迎来光电子学的全盛时代。

参 考 文 献

- [1] M. A. Duguay, A. Savage, *Opt. Communications*, 9-2 (1973), 212-215.
- [2] G. C. Vogel, A. Savage, M. A. Duguay, *IEEE J. Quantum Electron*, QE-10-9 (1974), 642-646.
- [3] J. R. Andrews, R. A. Lawton, *Rev. Sci. Instrum.*, 47 (1976), 311-313.

全国第一次核物理实验数据自动获取和处理会议在北京召开

我国第一次核物理实验数据自动获取和处理会议,于 1980 年 6 月 19 日至 25 日在北京召开。这次会议是在中国核学会领导和支持下召开的,主办单位是原子能研究所。有 27 个单位 75 位代表参加了会议。

中国核学会理事长、核物理学会筹备组长王淦昌,核物理学会筹备组副组长杨澄中和李寿椿等同志参加了开幕式。他们指出,加速研究和推广计算机技术在实验核物理领域中的应用,对促进核物理实验技术的现代化、赶超世界先进水平具有重大意义。

这次会议收到论文和报告共 54 篇(其中硬件 25 篇,软件 29 篇)。会上作了 43 篇学术报告,介绍了各单位在实验数据自动获取和处理方面所取得的成果和进展。近几年来,我国在某些方面不仅能用好从国外引进来的系统,扩充和改进它们,使之更适应实验的需要,而且还能自行设计和研制一些“在线”系统。有的系统已经鉴定投入使用;有的系统已试制成功正在考验;一些更大的系统正在研制之中。此外,应用软件的

(下转第 381 页)

引力常数 G 及其测量

张平华

(中国科学院物理研究所)

引力相互作用是物理世界的四种^[1]基本相互作用之一。它的耦合常数为引力常数 G 。本文将介绍近年来有关 G 的理论和测量的进展。

一、 G 又被重视起来了

引力常数 G 是人类测量得最早的基本物理常数。远在 1798 年, 卡文迪什已经用扭秤测出了引力常数 G , 并且用它估计过地球的质量。由于引力相互作用是四种基本相互作用中最弱的一种, G 的精确测量是非常困难的。 G 又没有什么用处^[1], 使得以后 G 的测量研究长期陷于停顿的状态。直到 1969 年, G 的测量精度还几乎停留在卡文迪什的水平, 只有三位有效数。有人分析甚至不超过 $1/500$ ^[2]。

近年来随着广义相对论理论研究的进展, 提出了许多牵涉到 G 的性质的理论, 推动了为验证这些理论的 G 的测量研究工作。 G 又被重视起来了, 以下对这些理论作简单的介绍。

二、关于 G 的一些理论

1. G 随时间和空间而变化的理论^[3]

有一类含有马赫原理的理论认为引力常数 G 与宇宙空间总的物质分布有关。如果宇宙物质的分布随时间而改变, G 也会随时间改变。此外在宇宙不同的地点, 宇宙总物质对它的影响不同, G 也会随地点的不同而不同。现代宇宙论认为宇宙是膨胀的, 宇宙物质分布越来越稀, G 就会随时间越变越小。现在的 G 要比远古时代的 G 小。有人认为地球上的五大洲可能由于 G 变小, 地球膨胀, 由原来是一大块物质分裂而成的, 至今仍在继续漂离。这类理论的一种, 如 Dicke-Brans-Gordan 的理论, 认为每年 G 的相对变化 $\Delta G/G$ 是 $10^{-10} - 10^{-11}$ 。这类理论的另一类, 如 Nordtvedt 和 Will 的理论得出地球在绕太阳作椭圆轨道运动时, 由于地球位置的不同, $\Delta G/G$ 最大可达 10^{-10} 。

2. G 随速度而变化的理论^[3]

有一类认为宇宙中存在优越参考系的理论, 得出 G 要随着相对于这个优越参考系的速度不同而不同。

地球对优越参考系的速度等于地球对太阳的速度加上太阳对优越参考系的速度。地球绕太阳运动时, 速度方向不断地改变, 有以一年为周期的变化。地球相对于优越参考系的速度也就有以一年为周期的变化。为此地球上的 G 值也会有以一年为周期的变化。

3. Dirac 的大数假设^[4,5]

这种理论也得出 G 要随时间而变, 但出发点和上面提到过的理论不同。曾经在量子力学中作出重要贡献的 Dirac, 在 1973 年发展了他在三十多年前提出过的大数假设理论。物理学中用自然单位得出的无量纲常数, 如精细结构常数的倒数 $\hbar c/e^2 \sim 137$ 。质子、电子的质量比 $m_p/m_e \sim 1800$ 等。Dirac 认为这些无量纲常数所以取这些值是有原因的, 现在人类还无法知道这个原因。另外有些无量纲的数却是非常大的数。例如质子和电子之间的电力和引力之比 $e^2/Gm_p m_e$ 约为 2×10^{39} 的无量纲大数。宇宙的年龄 (约为 2×10^{10} 年) 如用原子时间单位 $e^2/m_p c^3$ 来表示, 得到一个约为 7×10^{39} 的无量纲大数。同上面一样, Dirac 认为这个数值也应该是原因的, 虽然还无法知道, 但可以假定这些大数之间是有联系的, 其中一个大数如随时间变化 (如上述用原子单位表示的宇宙年龄) 其他大数也要随时间变化。由此, 上面的无量纲大数 $e^2/Gm_p m_e \sim 2 \times 10^{39}$ 就应该随时间而变大 (因为宇宙年龄是变大的)。如果认为 $e^2/m_p c^3$ 不随时间变化, 那么 G 就应该随时间而变小。每年 $\Delta G/G$ 是 $10^{-10} - 10^{-11}$ 或更小些。Dirac 这个理论牵涉面很广。宇宙的总质量 (包括不可见的黑洞在内) 如用质子质量为单位来表示, 约为 10^{74} 的无量纲大数, 它恰为前面所提大数的平方, 它也要随时间变大。因此, 宇宙总质量将不断地增加, 宇宙就不断地产生物质, 可能在宇宙空间均匀地产生, 也可能在有物质的地方增生。有人对这种无中生有作了一些解释^[5], 认为存在着引力屏蔽效应。物体对外的引力, 受到物体本身外层的屏蔽。 G 变小后, 物体膨胀, 屏蔽效应减弱, 引力增大, 于是引力质量增大, 好像是产生了物质。

这个理论还影响引力和电磁力的统一场论。基于物理单位的两个不同性质, 提出了两种度规理论, 消除

1) 弱-电统一场论成功后, 只有三种基本相互作用了。

了数学上很成功的 Weyl 理论的矛盾。

4. Fujii 的修改牛顿引力反平方定律的理论^[6,7]

Fujii 从基本粒子理论出发,赋予伸缩子(dilaton)以一定的质量,它与引力子相互作用后,在通常的牛顿引力上附加了一个力;使得物体质点之间的引力,即使在经典范围内也偏离了反平方律,可以表示为 $GMm/r^{2+\delta}$, 其中 δ 表示偏离的程度。上面的式子也可以等价地表示为 $G(r)Mm/r^2$ 。换句话说,根据这个理论,引力常数也不是一个常数,而是要随相互作用的两个质量的距离而变的。Hanon^[8] 从相对论的度规理论得出了与 Fujii 同样的结果。Fujii 理论的结果用 G 的公式可近似表示为^[9]

$$G(R) = G_{\infty} \left[1 + \frac{1}{3} (1 + \mu R) e^{-\mu R} \right],$$

这里 μ 是与伸缩子质量有关的参数; R 是相互作用质量的间距; G_{∞} 是个常数,它是在 R 趋近无穷远时的 G 值。但是在天文观测中,从行星的运动规律看,证明 G 是个常数。实验室里作的卡文迪什型测量 G 的实验, R 约为 10 厘米的数量级,测出的 G 也是常数¹⁾。为了不与这些事实矛盾, μ 必须作下列限制:

$$\frac{1}{10 \text{ 米}} > \mu > \frac{1}{1 \text{ 千米}}$$

由此根据 $G(R)$ 的公式可知,当考虑大距离 $R \gg 1$ 千米的 G 值时, G 值变为常数,其值为 G_{∞} 。而考虑 $R \ll 10$ 米实验室尺度时, G 值也变为常数,其数值为 $4/3 G_{\infty}$, 与观测和实验事实符合。不过大距离的 G 值与小距离的 G 值有 $4/3$ 倍的差别。这对地面上的物理过程不会有什么影响,但对行星质量的估计和对地球内部结构的了解却会有很大的影响。此外对 $R < 1$ 厘米的 G 值从未测量过,在这范围内 G 值也可能有很大的偏离。综合起来,附加的力起作用的范围是在 10 米和 1 千米之间及小于 1 厘米。

由于理论上给不出伸缩子的质量,这个理论只能得出 G 可以随 R 变化,变化的方式和范围仍然不很确定。Fujii 理论的意义在于第一次把引力相互作用与其他相互作用(强相互作用)联系起来。

以上各种理论得出的 G 的相对变化量 $\Delta G/G$, 数值都是很小的,一般多在 10^{-10} 左右。现代 G 的精度还只达到三、四位有效数,要在实验室里作实验验证是极其困难的。目前只能作天文观测和地质考古上的验证。关于 G 随时间变化的理论, Shapiro^[10,11] 用雷达测距法对行星长期跟踪,观察其轨道数据的变化,得出每年 $\Delta G/G$ 不大于 4×10^{-10} /年。Van Flandern^[5,12] 用掩星法观测月亮的轨道,发现半径有所变大,得出每年 $\Delta G/G$ 为 $(9 \pm 4) \times 10^{-11}$ /年。还有人^[13] 考察古代虫类化石,认为如远古时代 G 值比现在大,地球离太阳要比现在近,地球上的温度要高得使这些虫类不能生存,

从而否定 G 变的理论。但也有人解释为当时的太阳没有现在那么热,来消除这矛盾^[11]。所有这些工作不确定因素都比较多,也可以作别种解释,所以都还不能得出非常肯定的结论。一种理论的最终验证最可靠的还是通过实验室里的实验。随着实践和理论的发展对 G 的精度要求将会越来越高。

三、测量方法的简单回顾^[1,14]

引力常数 G 很难测得精确是由引力相互作用的三个特点所决定:(1)上面提到的它的微弱性;(2)引力是不好屏蔽的,所有测量都在外界引力干扰场下进行;(3)引力相互作用与其他相互作用没有联系。引力相互作用的结果,只能引起机械变化,不能直接发生电磁变化,不可能直接利用已发展得很精密的电磁相互作用的测量技术。

引力常数 G 的测量是根据牛顿的万有引力定律 $f = GMm/r^2$ 。这个公式是对质点或密度均匀的球体而言的,其中 f 很微弱,不易测准。测量 G 的方法按所用相互作用质量的大小可分为两类。一类是用庞大的自然界物体作为吸引质量(例如,通过考察一座孤立的山包对铅垂线的影响来测 G)。另一类是相互吸引的质量都用比较小的,在实验室里可直接测量的物体。在测量其相互作用的方法上,还有两种区别。一种相当于静力学的方法,相互作用力用另一种外力去平衡,测出这外力的大小来求 G 。另一种相当于动力学的方法,两个相互作用的物体要影响彼此间的运动,从运动规律的变化来求力,从而得出 G 。

自然界物体的质量不能直接秤量,只能间接估计,得出的 G 值不大可靠。这种方法很少用。

在实验室法中,由于所用物体的质量比起周围物体(如附近的建筑物、活动的车辆、上空的大气层等)小得多,除了要消除地心引力的影响外,还必需设法消除这些物体引力的影响。引力不好屏蔽,只好采取抵消的办法,卡文迪什用的扭秤法,正是可以达到这个目的的巧妙办法。扭秤的示意图如图 1,一根细丝下面悬挂一根细杆,杆的两端是两个小球。只要扭秤两边是严格对称的,两个小球又离得比较近,它们所处地点的引力场强度认为是相同的。那末外界的干扰力场不论

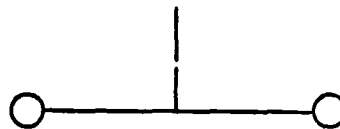


图 1

1) 1976 年 Long 作实验得出不是常数的结果,下文再作介绍。

是多大,也不论它是否随时间变化,都将互相抵消而对扭秤毫无作用.干扰扭秤的就剩下引力梯度(即在两小球处的引力场的强度不同)和引力梯度的不规则变化,这种干扰就要小得多了.当然对于微弱的引力来说还是一个不可忽视的误差.如果把一对质量相同的大球放在扭秤的两边,扭秤将偏转并产生扭力矩 $\tau\theta$ (τ 是比例常数,它是扭丝扭转模量的倒数; θ 是扭秤偏转的角度)与大球产生的引力矩相平衡.如果平衡时,大球对小球的引力方向正好垂直于扭秤秤杆,则平衡方程为 $\tau\theta = GMml/r^2$. l 是扭秤杆长,如力不正好垂直于秤杆或还要考虑大球对杆的引力会对测量产生误差,则引力矩还应与大球的位置和杆的粗细等几何量有关.总之,引力矩总可写成 $GMmf$ 和数个几何量的函数 f (几何量)的乘积,即 $GMmf$ (几何量).如果相互作用的两质量不是球形,这个几何量函数往往是很复杂,甚至只能用级数表示,取其前几项近似.

扭秤是抵消外界引力干扰的有效工具,从卡文迪什最早的测 G 的实验,一直到近代测 G 的工作,几乎毫无例外地都用扭秤.近代的一些实验设想,也脱离不了扭秤^[15].

引力常数 G 测量技术的改进,可说是扭秤性能和使用方法的改进.

四、近年来的进展

这里对近年来的两个实验作个原理性的介绍.一个是 Beams 等人测量 G 的工作,用比较新颖的方法,测出了现在认为最可靠的 G 的数值.一个是 Long 等人得出了在实验室尺度内引力反平方律遭到破坏的结果.

1. Beams 等人的工作^[2,14,16]

这个方法可以说是静力学式的方法,利用悬挂扭秤的支架转动所产生的力矩来平衡扭秤所受到的引力力矩.原理示意图如图 2.实际上用的扭秤是一根黄铜细棒,长约 4 厘米,直径约 0.2 厘米,用扭丝把它水

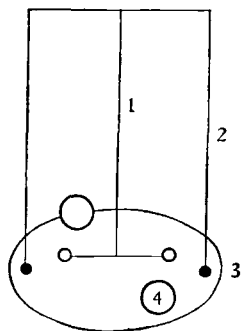


图 2

1.扭秤; 2.支架; 3.可转动圆盘; 4.大球

平悬挂起来.大球是约 10 公斤的钨球.扭秤悬挂在支架上,支架固定在可以转动的圆盘上,圆盘上的两个大球可以取去或放上.扭丝上有一面镜子,可以反射光束(产生光束的光源和接收反射光的接收器都固定在圆盘上,图中未画出).当圆盘上没有大球时,扭秤没有受到力矩,处于其平衡位置上.当放上大球时,扭秤受到大球的引力要产生偏转,假设沿顺时针方向偏转,这时扭秤上的镜子所反射的光束也要改变方向,可把它当作一个信号,给予伺服系统,启动电动机使圆盘逆时针方向转动以抵消扭秤的偏离,使扭秤保持在其平衡位置上.当然圆盘需作加速转动,才能不断地抵消扭秤的偏离,这时圆盘要越转越快.由于引力力矩很小,平衡它所需的角加速度也很小,大约数小时后才达到每分钟一两转的角速度.测出圆盘的角加速度即可求出 G .角加速度可通过测出一组转角和对应的时间而求得. G 的求法如下:扭秤所受的引力力矩为 $GMmf$ (几何量),它为转动加速度所产生的力矩 $I\dot{\omega}$ 所平衡,即 $I\dot{\omega} = GMmf$,测出上式中的各个量,即可求出 G .由于实际上所用扭秤是根细棒,所以 f 是个很复杂的函数.只能用级数表示,取其前几项近似,测量的结果是 $G = (6.674 \pm 0.012) \times 10^{-8}$ 达因·厘米²/克².这里 0.012 表示三个标准偏差.

此法的优点在于外力矩是通过角加速度引起的圆盘转动角度的变化来测量的.观测的时间长,这个角度变化可以积累得比较大,这可消去一些噪声,因为噪声是没有这种积累效应的.在测量过程中,扭秤、大球等都随着圆盘转动,这对周围环境所产生的干扰力场和引力梯度有平均作用,可以减少由它们引起的误差. Beams 等人认为这种方法还有很大潜力.但也有人认为要受到伺服系统噪声的限制^[17].

2. Long 的工作^[18]

美国的 Long 认为在实验室范围内的距离(数十厘米的数量级)引力常数也可能不是常数.他仔细分析了前人测量 G 的工作,得出了这种可能性^[19].他发现过去很多人测出的 G 值,数值上虽然参差不齐,但却有个规律,所用的两个质量间距越大,测出的 G 值也越大,从这些数据甚至还可估计出一条 G 随间距的变化关系曲线来.他提出了一个提高测量 G 精度的方法^[20].在 G 的测量中,两个相互作用球质心的距离是不容易测准的.要求球的密度非常均匀,质心才能与球的几何中心重合,球越大就越难做到这一点.另外加工精确的球形也是不容易的.他认为现在只能测准到 0.01 毫米.他们提出,用环形物体代替过去的球形物体作为吸引质量,来克服这个困难.环形物体的引力场不像球形物体按对间距很敏感的 $1/r^2$ 的关系变化.对于环形物体其引力场在其轴线上某一区域可以随距离变化得很慢.适当设计环的尺寸和组合,这几

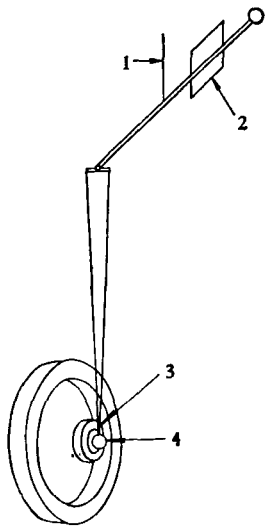


图 3

1. 扭丝; 2. 电容板; 3. 小环; 4. 小球

乎不变的引力场的区域甚至可以是很宽的。如把扭秤的小球放在这一区域上, 则对两个相互作用质量的质心距离的测量, 就可以比较粗略了。均匀力场区的出现可以这样理解, 在环形物体的球心上, 由于四面引力相互抵消, 引力为零。沿环轴线方向上无穷远的一点, 其引力显然也为零。引力场沿轴线由零变到零, 其间必有一个一级微商为零的转折点(此处场强最大)。在这点附近区域引力场的变化是缓慢的。Long 用这个方法测量了间距为 4.48 厘米和 29.9 厘米的 G 。发现它们确是不同, $\Delta G/G$ 的数值为 0.37%, 和由前人所做数据估计出来的 $\Delta G/G$ 为 0.4% 符合得很好。这就说明在实验室的范围内牛顿关于引力的反平方律也不是严格成立的。实验装置如图 3 所示。在此图上大环、小环都画在一起。实际实验时只用一个环(大环或小环)。大环半径 20 多厘米, 约 58 公斤重。小环半径数厘米, 约 1 公斤重。小球质量为 50 克。扭秤的两个小球不在同一水平面上, 以减少金属环对另一小球和秤杆的引力所产生的影响。金属环对扭秤产生的引力矩是用加在电容板上的静电力矩来平衡, 是一种静力学测 G 法。实验时先把大环置于适当位置, 测出扭秤上平衡电压, 由它可以推出大环的引力力矩, 然后换上小环置于比较小的距离上, 得出小环的引力力矩。由此可求出 G_A 和 G_B 及其相对变化 $(G_A - G_B)/G_B = \delta$ 。实验的结果是 $\delta = 0.0037 \pm 0.007$ 。引力常数 G 和相互作用距离 R 的关系是

$$G(R) = G_0 [1 + (0.002) \ln R].$$

例如, 当 $R = 6$ 厘米时, $G \sim 6.660 \times 10^{-8}$ 达因·厘米/克²; 当 $R = 80$ 厘米时, $G \sim 6.690 \times 10^{-8}$ 达因·厘米²/克²。

Long 的实验结果引起了实验物理学家的重视, 现在已经设想了好几种方法来验证牛顿的引力反平方律^[21, 22]。

五、测量 G 和验证 Fujii 理论的一种可能方法

在地面实验室测量引力常数 G , 扭秤是必不可少的工具, 它能有效地抵消许多引力干扰。但是由于扭丝性能不太稳定(如蠕变等), 待测的几何量也较多, 实际上可以利用等效原理来代替扭秤的作用。如果让两个小球在高真空中以零初速度自由下落, 则两个小球不论它们受到多大的外界引力, 不论这外界引力是稳定的还是随时间而变化, 只要这两个球所处位置的外界引力场是均匀的(空气阻力可以不计), 这两个小球的相对距离将始终保持不变。如有变化必然是由小球间的作用力所引起的。如果让一个直径为 10 厘米、重 10 公斤的钨球和另一个直径 1 厘米重 10 克的钨球, 彼此相距 1 毫米自由下落, 在下落 1 米之后, 由于两球间的引力作用, 其间距将有 10^{-6} 厘米数量级的变化。下落 5—6 米以后将发生 10^{-3} 厘米数量级的变化。它们之间的距离变化如能测准到 10^{-9} 厘米, 并有效地消除一些系统误差, 对下落 5 米的实验, G 可测到 5 位有效数。对下落 1 米的可测到 4 位有效数。

测量时由 $s = \frac{GMr^2}{2r^2}$ 来计算出 G (当作一体问题, 并认为引力加速度近似为常数)。待测的量就只有 M, r 和一组 S, t 值。这一组数值测得越多, 就更便于利用数据处理来减少一些误差。

要在实验室里验证 Fujii 的理论, 一般认为是极其困难的, 因为其范围是 10 米以上或 1 厘米以下。在这范围内两质量间的吸引力都不可能设计得很强, 也还未提出利用天文观测的现实办法。现令一个直径为 1 厘米重 10 克的钨球和另一直径为 1 毫米的小球相距 0.1 毫米, 自由下落 5 米, 则引力所产生的位移可达 10^{-7} — 10^{-6} 厘米的数量级。如以 10^{-9} 厘米的精度来测量这个位移, 则可以三位有效数的精度验证在 1 厘米左右 G 是否有所偏离。如认为在这区域 G 的偏离比较大, 则测量精度还可降低。此外还可验证 Long 的实验结果。如果 Long 的那条曲线可延伸到 1 厘米以下的话, 这时 G 值应在第三位有效数上有所偏离。

六、结束语

测量引力常数 G 的意义已不限于精确地测定一种基本物理常数的数值。它涉及到一些引力场理论的正确性。虽然引力场已有很完善的理论——广义相对论

来描述它,但是广义相对论的效应大多数都微弱得无法进行实验检验。由此可以说引力场的矛盾和性质是未被充分揭露的。随着近代科学技术的发展,揭露这种矛盾的实验已提到日程上来了,其中最重要的是现在正在进行的引力波探测实验。而引力常数 G 的测量,也是不可忽视的一个方面,现在国际上也已开展起来了。本文所介绍的只限于所了解到的一些进展情况。

参 考 文 献

- [1] A. H. Cook, Proceedings of the International Conference on Precision Measurement and Fundamental Constants, (1970), 475.
 [2] R. D. Rose, *Phys. Rev. Lett.*, 23-12 (1969), 657.
 [3] Misner, K. S. Thorne, J. A. Wheeler, *Gravitation*, Freeman, San Francisco, (1973), 1121.
 [4] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc. London A*, 333-1595(1973), 403; 338-1615 (1974), 439; *The Physicists's Conception of Nature*, Edited by Jagdish Mehra, (1973).
 [5] T. C. Van Flandern, *Sci. Amer.*, 234-2 (1976), 44.
 [6] Y. Fujii, *Annals of Physics*, 69-2(1972), 494.
 [7] Y. Fujii, *Natural Physical Science*, 234 (1. Nov. 1971), 5.
 [8] O. Hanlon, *Phys. Rev. Lett.*, 29(1972), 137.
 [9] D. R. Mikkelson and M. J. Newman, *Phys. Rev. D*, 16-4(1977), 919.
 [10] I. I. Shapiro, *Phys. Rev. Lett.*, 26-1 (1971), 27.
 [11] J. D. Barrow, *Mon. Not. R. Astron Soc.*, 184-3 (1978), 677.
 [12] T. C. Van Flandern, *Mon. Not. R. Astron Soc.*, 170 (1975), 333.
 [13] 现代物理学参考资料第二集, 科学出版社, (1978), 21.
 [14] J. W. Beams, *Phys. Today*, 24-5 (1971), 35.
 [15] V. B. Braginsky, C. M. Caves, K. S. Thorne, *Phys. Rev. D*, 15-8 (1977), 2047.
 [16] W. R. Towler, Proceedings of the International Conference on Precision Measurement and Fundamental Constants, (1970), 485.
 [17] F. N. Hooge, *Appl. Sci. Res.*, 33-2 (1977), 191.
 [18] D. R. Long, *Nature*, 260 (1. Apr. 1976), 417.
 [19] D. R. Long, *Phys. Rev. D*, 9-4 (1974).
 [20] D. R. Long, *Phys. Rev. D*, 10-6 (1974).
 [21] 8th Intern. Conf. on General Relativity and Gravitation, (1977), 268.
 [22] H. Hirakawa, Proc. of 2nd Marcel Grossmann Meeting, (1979).

太 阳 能 电 池

李 春 鸿

(中国科学院长春应用化学研究所)

太阳能电池是利用光生伏打效应,把光能直接转换成电能的一种半导体器件。

光生伏打效应是早在1839年由 Becquere1 首次发现的。用硒和氧化亚铜等半导体材料中也有这一现象,但能量转换效率很低(小于1%)。用这种材料做成的电池只能供照度计用。

1954年,美国 Bell 实验室首次用单晶硅制成 p-n 结太阳能电池,成功地把太阳光直接变成电能,转换效

率达到3—6%^[1-3]。以后的20多年以来,随着宇航事业的发展,硅电池作为人造卫星的电源,目前它的效率已达到10—14%。同时,其他类型的太阳能电池也相继发展起来,如 CdS, GaAs, CdTe 等单晶电池和 CdS, CdTe 等薄膜多晶电池。Si 单晶电池及 CdS 薄膜电池的效率进展情况示于图1^[4]。

一、种类及结构

太阳能电池的种类很多。按其材料分,有硅电池、硫化镉电池、砷化镓电池、碲化镉电池和磷化铟电池等;按其结晶性质分有单晶和多晶等电池;按其结的性质来分有同质结、异质结和肖特基结等电池。太阳能电池的种类、效率及研制情况见表1^[3]。其中,硅单晶太阳能电池在技术上比较成熟,它的可靠性较大,比功率较高,寿命较长,在超过一个月的航天任务中得以广泛的应用。估计到1985年仍将为大多数卫星所采用。它的缺点是成本比较高。CdS 薄膜太阳能电池的特点是重量轻,耐辐照性能好,制造简单,成本低,易于制成大面积方阵。但它不够稳定,因此尚未得到广泛

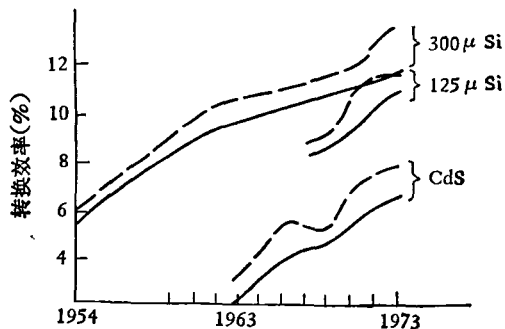


图 1

----- 最大; ——— 平均

表1 太阳能电池的种类

种类	转换效率(%)*	材料	结型	现状
Si 太阳能电池	11—12	单晶	n/p, p/n 结	工业化,已有实际应用
CdS 薄膜太阳能电池	5	多晶(蒸发)	Cu ₂ S-CdS 异质结	有商品出售,还未实际应用
CdS 烧结太阳能电池	6	多晶(烧结)	Cu ₂ S-CdS 异质结	研究阶段
CdTe 薄膜太阳能电池	3—5	多晶(气相反应)	Cu ₂ Te-CdTe 异质结	研究阶段
GaAs 薄膜太阳能电池	3—3.5	多晶(气相生长)	Pt, Cu _x Se-GaAs 异质结	研究阶段
GaAs 单晶太阳能电池	13	单晶	p-n 结	研究阶段
GaAs 单晶太阳能电池	8—9(AM0)	单晶	Au-GaAs 肖特基结	研究阶段
GaAlAs-GaAs 太阳能电池	18	单晶	p-GaAlAs-p-GaAs-n-GaAs	研究阶段
金属-Si 太阳能电池	8	单晶	Cr(Cu)-Si 肖特基结	研究阶段
CdS-InP 太阳能电池	12.5	单晶	CdS(蒸发)-InP 结	研究阶段

* 指平均效率 (AM1)。

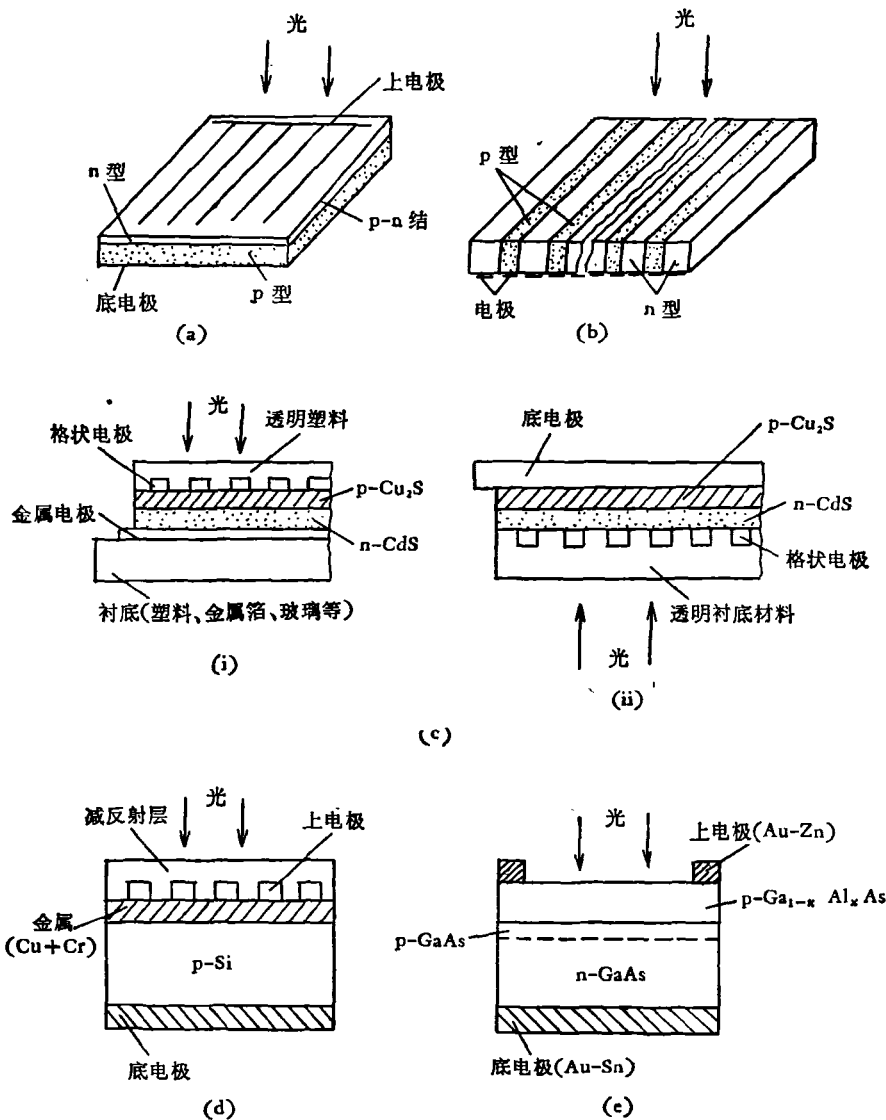


图2 (a) 硅太阳能电池; (b) 垂直多结太阳能电池; (c) 硫化镉薄膜太阳能电池: (i) 为前壁电池, (ii) 为后壁电池; (d) 肖特基结太阳能电池; (e) Ga_{1-x}Al_xAs-GaAs 异质结太阳能电池

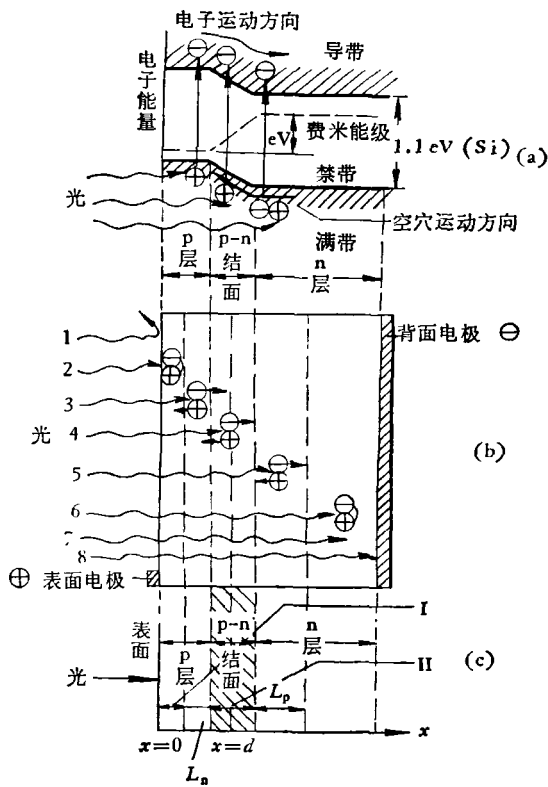


图3 I 为表面复合区域; II 为具有内部电场的结区;
 L_n 为电子的扩散距离; L_p 为空穴的扩散距离

的应用。其它,除砷化镓电池有少量应用外,都处在试验研究阶段。

几种典型的太阳能电池的结构见图2。

二、工作原理及特性

一般的太阳能电池借助于半导体材料的 p-n 结,把太阳辐射能直接转变为电能。硅太阳能电池的工作原理示于图3(a)和(b)^[1,3,6,7]。光照时,入射光分别发生如下几种情况:(1)光在表面被反射;(2)光在表面被吸收生成电子-空穴对,但未到达 p-n 结之前被复合掉,这一部分光大多数是吸收系数大的短波长的光;(3),(4),(5)光在 p-n 结附近或在 p-n 结上被吸收而生成电子-空穴对,并扩散到 p-n 结产生光电动势;(6)光在内部深处被吸收产生电子-空穴对,但不到 p-n 结时就被复合掉;(7),(8)光在内部深处被吸收,但由于能量小不产生电子-空穴对或不被吸收而透射过去,这一部分光是长波长的光,不产生光生电动势。

硅的禁带宽度为 1.1eV,所以波长大于 1.13μ 的光不发生电子-空穴对。硅电池吸收能量 E 大于其禁带宽度 1.1eV 的光子,把价带中的电子激发到导带中去,在半导体内部产生电子-空穴对。由于扩散作用,

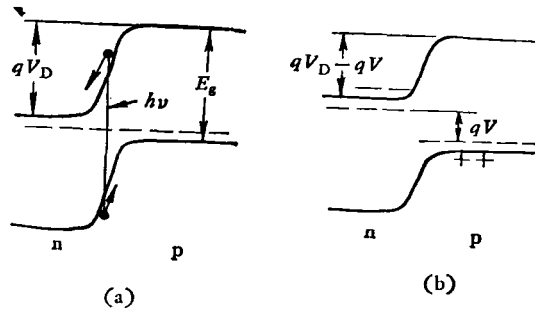


图4 p-n 结太阳能电池光照时的能带图
 (a) 短路光电流; (b) 开路电压

电子-空穴对到达 p-n 结,并在 p-n 结两端产生电动势。这就是光生伏打效应。

产生光生伏打效应三个条件:(1)由光照而产生的电子-空穴对的浓度应超过它们在热平衡时的浓度;(2)过剩的异号电荷必须受到某一不均匀静电势的作用,这种静电势可由金属-半导体结(肖特基结)产生,也可由半导体 p-n 结产生;(3)所产生的电子-空穴对必须可以运动,并有一定长的寿命^[3,4]。

太阳能电池有四个重要参数,即短路电流 I_{sc} 、开路电压 V_{oc} 、匹配负荷电流 I_{mp} (即在最大功率转换条件下的电流)及其相应电压 V_{mp} 。

图4表示发生短路电流及开路电压的情形^[9]。图5是太阳能电池的 $I-V$ 曲线,图中 I_{mp} 和 V_{mp} 表示最大功率点的电流及电压^[3]。最大功率点是当结内部电阻和负载电阻相等时的功率,由式 $P_{max} = I_{mp} \cdot V_{mp}$ 求得^[9]。好的太阳能电池有一个近似于矩形的 $I-V$ 曲线,它的 I_{mp} 值与 I_{sc} 值相近, V_{mp} 值与 V_{oc} 值相近。

硅太阳能电池的等效电路如图6所示^[10]。

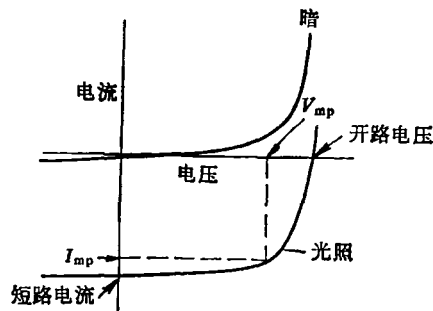


图5

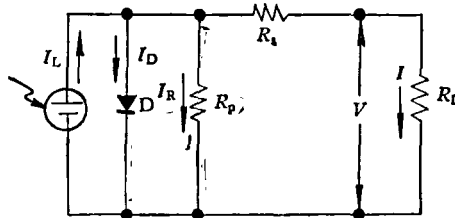


图6

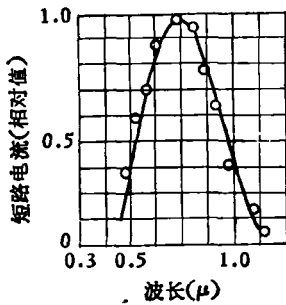


图7 硅太阳能电池的光谱灵敏度
—— 实测值; ○ 计算值

负荷电流由下式给出:

$$I = I_L - I_D - I_R$$

$$= I_L - I_0 \left\{ \exp \left[\frac{q(V + IR_s)}{kT} \right] - 1 \right\} - \frac{V + IR_s}{R_p} \quad (1)$$

如果串联电阻 R_s 非常小, 并联电阻 R_p 非常大, 则(1)式可以简化成

$$I = I_L - I_0 \left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right), \quad (2)$$

其中 I_0 为二极管的饱和电流, q 为电子电荷, k 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度。

若 R_L 开路, 则 $I = 0$, 因此开路电压 V_{oc} 为

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_L}{I_0} + 1 \right). \quad (3)$$

若 R_L 短路, 则 $V = 0$, 因此

$$I_{sc} = I_L.$$

光电流等于短路电流, 它与入射光的光强及器件的面积成正比。由(3)式可以看出, 开路电压与入射光强的对数成正比, 与器件的面积无关, 与串联的数目成正比。

图7表示以 $d = 2.0 \mu$, $L_n = 0.5 \mu$, $L_p = 10 \mu$ 的硅太阳能电池为例计算的光谱灵敏度及实际测得的光谱灵敏度^[11, 12]。

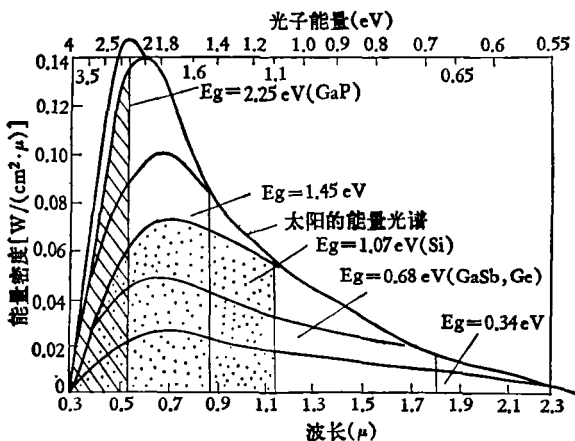


图8 太阳辐射光谱及半导体太阳能电池的回收能量光谱

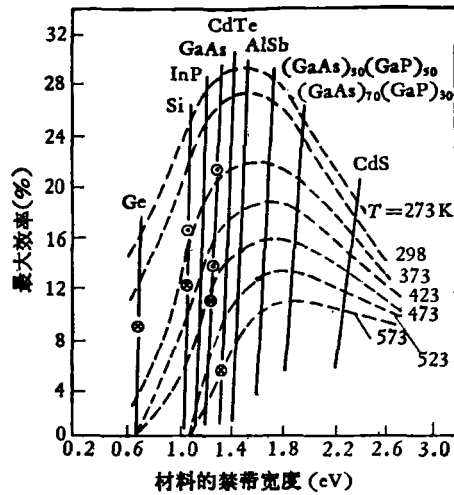


图9 各种半导体 p-n 结太阳能电池的理论转换效率及其与温度的关系

⊗ 表示实测效率; ⊙ 表示异质结实测效率

实验曲线^[11, 12]。

对太阳能电池来讲, 电池的光谱灵敏度分布曲线与太阳辐射光谱分布曲线的匹配是很重要的。匹配得越好, 能量的转换效率越高。但是从图7中可以看出, 对硅电池来讲, $0.5-1.1 \mu$ 的波长范围有光谱灵敏度, 在 $0.7-0.8 \mu$ 之间灵敏度最高。 0.5μ 以下的光灵敏度小, 这是因为这时光的吸收系数大, 所生成的电子-空穴对在表面上被复合中心复合。 波长大于 1.1μ 以上的光灵敏度小是由于光的能量比 Si 的禁带宽度 (1.1 eV) 小, 不产生电子-空穴对。同时, 此波段内的光实际上反射损失很大, 大部分不被吸收。所以太阳能电池材料的禁带宽度对电池所能达到的最大效率起着重要作用。图8表示到达地球表面的太阳辐射能的光谱分布与几种半导体材料的 p-n 结所能回收的光谱灵敏度^[11, 12]。

图9表示对几种半导体材料(忽略结层的复合电

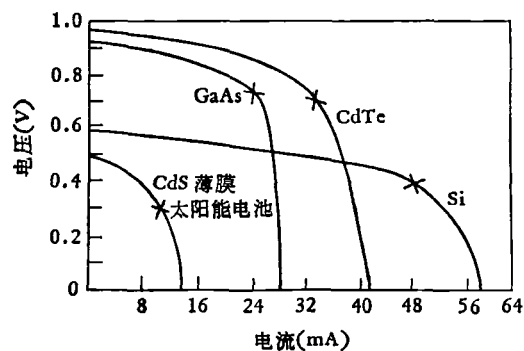


图10 几种太阳能电池的 $I-V$ 曲线

受光面积为 2 cm^2 , AM1; CdS 薄膜电池为肖特基结电池, × 号表示最大功率输出点

表 2 硅太阳能电池及硫化镉薄膜太阳能电池的基本特性

	硅单晶电池	硫化镉薄膜太阳能电池
转换效率 η	10—13%	4—8%
开路电压 V_{oc}	0.55—0.6V	0.45—0.5V
短路电流 I_{sc}	25—30mA/cm ²	17.5—30mA/cm ²
温度系数: { 转换效率 短路电流 开路电压	-0.6%/°C +0.05mA/°C·cm ² -0.002V/°C	0.0013—0.0016V/°C(-50~+150°C)
入射光强	140mW/cm ²	100mW/cm ²

流) 进行计算的理想的太阳能转换效率及其与温度的关系。由于在太阳能电池的光照面上存在载流子的复合, 所以实际的硅太阳能电池转换效率只有理论效率的一半, 即 12% 左右 (见图 9)。从图 9 中可以看出, 从理论上讲, GaAs, CdTe 比 Si 有更高的能量转换效率。

图 10 指出几种实际太阳能电池的 $I-V$ 曲线^[13]。图 10 中短路电流 I_{sc} 与光照面积及器件结构有关, 开路电压 V_{oc} 是由 p-n 结扩散电位及结材料掺杂浓度、禁带宽度等条件所决定的常数。如果某一太阳能电池的 $I-V$ 曲线已确定, 那么该电池输出的最大功率就可以求得, 可以在这根曲线下画出尽可能最大的矩形, 找得 I_{mp} 和 V_{mp} , 并相乘之。最大功率和 $(V_{oc} \cdot I_{sc})$ 之比叫做曲线因子 (或叫填充因子)。曲线因子也是表示太阳能电池性能的参数之一。一般太阳能电池的曲线因子为 0.65—0.75 左右。

一些实际太阳能电池的某些特性见表 2^[11, 144]。

三、应用

太阳能电池的应用, 是作电源和作检测光信号的检测元件。

在作电源方面, 主要用于空间技术 (人造卫星等), 也作一般小功率电源使用。在空间技术中, 为了使人造卫星上的电子设备获得所需要的电压和电流, 常将若干个太阳能电池串联和并联起来。通常太阳能电池方

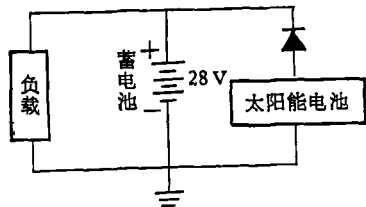


图 11 卫星系统的太阳能电池电源的工作原理
光照时电源输出 32V

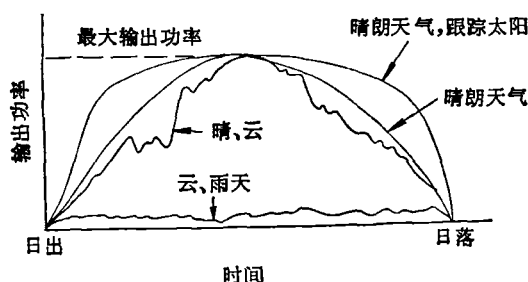


图 12

阵的输出功率比卫星实际所需要的功率大很多, 过剩的功率由一个调整器接收起来。工作原理如图 11, 当无光照时, 太阳能电池的输出电压为零, 二极管是处于反向偏置。这时, 负载由蓄电池供电, 而二极管则阻止蓄电池通过太阳能电池放电。当有光照时, 太阳能电池的输出电压是 32V。这时, 负载由太阳能电池供电, 而蓄电池也被充电。太阳能电池负载的一部分, 同时被充电。太阳能电池处于光照与无光照的情况, 就相当于一个按轨道运行的卫星交替地进入黑暗区和明亮区。

把太阳能电池作为小功率电源使用的装置有无人灯塔、海上浮标灯、无线电中继站、遥测仪、气象观测站、家用照明灯、晶体管收音机、电钟、电子手表及电子计算机等。这些太阳能电源装置, 大多数也是把太阳能电池与蓄电池连接起来使用, 以便调整电源, 并在没有太阳时供电。在地面上, 太阳能电池在一天内输出功率变化情况如图 12 所示^[13], 它受到气象条件的影响。

作为光检测元件使用的主要有测量仪表和各种自动化器械、医疗器械、安全装置、防火设备等。

四、研究动态

对太阳能电池进行评价, 除根据转换效率高之外, 还要考虑稳定性、单位输出功率的成本及重量、耐辐照特性及操作是否简便等因素。特别是地面上应用

的电池,它的单位输出功率的成本更有重要意义。目前,在地面上应用太阳能电池,最大的障碍是成本太高,所以必须降低成本。

为了降低成本而进行的研究工作有以下几方面:

1. 降低硅材料的成本

- (1) 廉价多晶硅的批量生产技术的研 究;
- (2) 硅化合物 (SiH_4 , SiHCl_3 , SiCl_4 等) 的廉价精制技术的研究;
- (3) “太阳能电池”级多晶硅的批量生产技术的研 究。

2. 改进现有技术的方法,降低成本

- (1) 改进片状单晶、薄膜等的加工技术
 - (a) 单晶硅带的制造采用定边喂膜法 (EFG 法)、枝蔓膜状晶体生长法、横拉法等;
 - (b) 采用单晶剥离法、悬浮基板化学蒸气沉积法。
- (2) 高效率、最佳条件的设计
 - (a) 改进电池结构,如背面场电池 (BSF) 的设计,即在硅单晶背面引进一个电场,使光生载流子不在背面接触电极处复合,因而提高收集效率;
 - (b) 提高光的利用率,如采用减反射层,或采用锯齿波复盖层,能增加入射光强。这是由于表面反射光的减少和入射光的再导向,使落到收集栅极上的光再反射到电极表面上,把收集栅极引起的光损失减少一半。
- (3) 简化结构和实现制造工程的连续自动化
 - (a) p-n 结的形成及电极排列等处理工程实现自动化;
 - (b) 改进组装技术。
- (4) 采用标准化的生产技术,提高互换性
 - (a) 使电池结构及材料标准化;
 - (b) 使组装块结构及材料标准化;
 - (c) 使性能参数及尺寸规格标准化。

3. 采用新技术、新原理,实现高效率及低成本

- (1) 研制多晶薄膜太阳能电池,如 n-p/多晶硅/C, $\text{Ni/SiO}_2/\text{n-GaAs/Ge}$, n-CdS/p-InP/C , $\text{n-CdS/p-Cu}_2\text{S}$, $\text{p-Cu}_{2-x}\text{Te/n-CdTe/n-CdS}$ 等;
- (2) 研制 MIS (金属-绝缘体-半导体)型太阳能电池,如 $\text{Ti/TiO}_2/\text{p-Si}$, $\text{Au/SiO}_2/\text{n-GaAs}$ 等;
- (3) 改进光学上的匹配,如紫光电池,采用浅结 ($1000-1500 \text{ \AA}$)、密栅 (30 条/cm, 宽 3μ) 使电池的光谱效应扩大到 0.3μ , 提高由短波长的光激发的载流

子收集效率;

(4) 研制异质结电池,可以改善能量的转换效率。原因是一般的 p-n 同质结的光照面厚度由光的穿透深度所决定,所以非常薄,大约 1μ 左右。因此,其串联电阻及表面复合所造成的能量损失比较大。但如果光照面是用禁带宽度 E_g 较大的半导体材料(与衬底材料相比)构成的异质结时,由于光照面对能生成光生载流子的大部分光子透明而可以加厚,因此可以改善能量的转换效率。另一方面,光生电子-空穴对能在离表面稍深的内部产生而减少表面复合,如 (In-Sn) 氧化物/p-Si, p-AlGaAs/p-n-GaAs, n-Cds/p-InP, n-SnO₂/n-Si, n-ZnCdS/p-CdTe 等;

(5) 研制无定形半导体太阳能电池(辉光放电法无定形硅薄膜),如 (In-Sn) 氧化物/p-i-n⁺/Al, Pt/i-n⁺/钢;

(6) 研制垂直多结电池(如图 2(b)),它是由许多 p 型和 n 型交错排列组成,光从平行于结面的方向入射。通过提高少数载流子到达 p-n 结的几率来提高少数载流子的收集效率。p-n 结间距和扩散长度之比越小,输出电流越大。

关于至今所研究的一些高效率、低成本的太阳能电池的种类和性能可参阅文献[16]。

对于空间应用的电池,则应着重研究提高其性能,而较少计及成本问题。

主要的研究内容包括:(1) 提高单电池的效率;(2) 增大方阵功率及提高重量的比功率;(3) 研究耐电子及质子辐照性能;(4) 提高方阵的可靠性;(5) 研究耐环境变化的电池,如耐湿度、真空、紫外线辐照、冷热循环、冲击等的变化。

在耐辐照性能方面所采用的具体措施是:(1) 采用 n/p 型结构;(2) 提高母体结晶的电阻率;(3) 覆盖防护玻璃等。此外,从根本上解决问题的方法是在 Si 中掺锂使它自行恢复。

目前研究较多的各种不同用途的太阳能电池及其转换效率可参阅文献[17]。

参 考 文 献

- [1] 松沢、藤崎,電子材料, 13-10(1974), 52.
- [2] 吉川重夫,テレビジョン, 24-6(1970), 415.
- [3] 吉川重夫,日本物理学会誌, 30-9(1975), 660.
- [4] 吉川重夫,電子材料, 13-10(1974), 58.
- [5] 鈴木皓夫,エレクトロニクス, 17-10(1972), 1374.
- [6] 片岡照榮,エレクトロニクス, 19-5(1974), 517.
- [7] 片岡照榮,エレクトロニクス, 17-10(1972), 1366.
- [8] J. J. Loferski, Proc. 10th IEEE Photovoltaic Specialists Conf., Palo Alto, Calif., (1973).
- [9] 浜川圭弘,エレクトロニクス, 17-11(1972), 1330.
- [10] 久保田,樋口,安田,エレクトロニクス, 23-12(1978), 1129.

(下转第 341 页)