

一个孔和一金属管封接以作阴极和排气管，两端的孔封以针形电极作阳极。

图 13 所示结构^[5]采用 99.5% 纯度的 BeO 竿 (12.9 厘米) 钻出直径 2.25 毫米的孔作成波导管，激光器的冷却使用流动的绝缘的碳氟 (fluorocarbon) 液体，从该激光器得到了目前最高的单位长度输出 (410 毫瓦/厘米)。使用殷钢外壳和压电陶瓷，可得到频率稳定而可调的

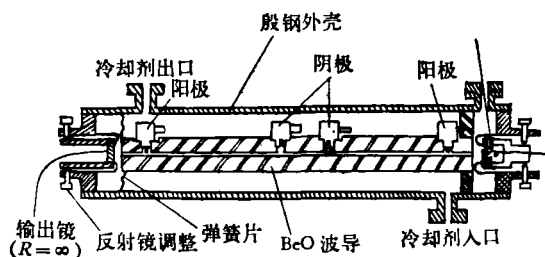


图 13 频率可调的 BeO 圆波导 CO₂ 激光器

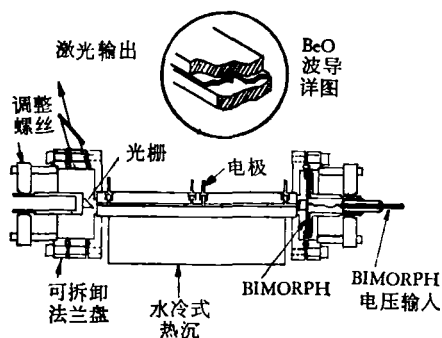


图 14 频率可调的 BeO 方波导 CO₂ 激光器

输出。反射镜的角度调整是利用殷钢的微弱易变形性通过四个螺丝来调整的。

图 14 所示的结构采用四片 BeO 组成 1 毫米见方的波导^[4]，并使用水冷式热沉通过一片 BeO 陶瓷冷却波导中的工作气体。激光器的输出是从一个 150 条/毫米的绕射光栅的零级反射中耦合出来。光栅起谱线选择器的作用并使振荡为线偏振模。

参 考 文 献

- [1] P. W. Smith, *Appl. Phys. Lett.*, 19-5(1971), 132—134.
- [2] J. J. Degnan, *Appl. Phys.*, 12(1976), 26.
- [3] R. L. Abrams, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-9 (1973), 940.
- [4] R. L. Abrams, *Appl. Phys. Lett.*, 25(1974), 304.
- [5] D. R. Hall, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 10(1977), 1—6.
- [6] D. R. Hall, *J. Appl. Phys.*, 48-3(1977), 1212
- [7] E. A. J. Marcatili, *B. S. T. J.*, 43(1964), 1783.
- [8] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, New York, 1974.
- [9] B. L. Abrams, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-8 (1972), 838.
- [10] W. W. Rigrod, *J. Appl. Phys.*, 36(1965), 2487.
- [11] J. J. Degnan, *J. Appl. Phys.*, 45(1974), 257.
- [12] R. L. Abrams, *Appl. Phys. Lett.*, 25(1974), 609.
- [13] W. R. Leeb, *Appl. Opt.*, 14(1975), 1706.
- [14] H. Shields, *J. Appl. Phys.*, 48-11(1977), 4807—4808.
- [15] A. Papayocanou, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-13 (1977), 27—29.
- [16] 木村滋なせ, 電波研究所季報, (1976), 151—162.
- [17] M. Lyszyk et al., *J. Phys. E: Scientific Instruments*, 10-11(1977), 1110—1112.

光 学 场 的 相 干 性

詹 达 三

(中国科学院物理研究所)

一、引 言

电磁波的干涉和衍射现象常常是用理想的相干振动或理想的不相干振动来描述的，完全

不考虑居于两者之间的部分相干状态。其实上述两种情形都是数学上理想化的极端情形。

大约在 1869 年, Verdet 证明了: 如果两个针孔的间距小于 0.05mm 的话, 由太阳照明的这两个针孔来的光束在杨氏干涉实验中也能

够产生可观察的干涉图样。大家知道，太阳是一个由许多元辐射体所组成的非相干的源。这些元辐射体实际上彼此无关。由于相干性是相干辐射体的特征，上述两种理想化的描述显然是不完善的。因此必须考虑居于两种理想化情形之间的部分相干状态。

尽管如此，直到本世纪四十年代，这个课题尚未引起人们的普遍兴趣。其主要原因，或者是因为人们那时还没有认识到这方面的理论在应用中的重要性，或者是因为当时的测量手段不够精确，不足以显示相干度带来的变化。在五十年代以后，部分相干性的概念在物理学所有涉及电磁频谱的许多分支中逐渐显示出其重要意义。比如在可见光光学中，相干性理论对于理解像的形成、照明方式对显微镜分辨率的影响、干涉量度术以及大气对分辨率的影响等都很重要。在光谱学中，狭缝宽度对照明的相干度的影响会产生可测量的效果，在射电天文学中，用干涉技术可以测量光源的直径，在有关脉塞和激光器的理论中它也变得越来越重要。

自然界中存在的每一种光学场都具有一定的统计特征，这就是说，光学场的电矢量是一种无规的起伏量。这种起伏来源于光源不同部分的自发辐射波列之间位相无规所引起的干涉。因此，从普遍的意义讲，相干性的理论就是有关电磁场统计性质的理论。

最初引入光学场相干性的概念是为了描述干涉和衍射现象。这两种现象是人们研究最早的相干效应，也是最低阶的相干效应。由于探测技术的进步和对新型光源（脉塞和激光器）的探索，使人们认识到有必要对高阶相干效应作较系统的研究以及对光学场进行分类。

本世纪五十年代建立了完善的描述时空中两点间场变量相关的二阶相干性理论。1956年发表了 Hanbury Brown-Twiss 著名的四阶相关实验，从此开始了相干性理论发展的一个新阶段。这类实验告诉我们，原则上有可能研究光学场任意阶的相关效应。

研究光学场的统计性质主要靠光电探测器来进行。这就需要找出光学场(光子)统计与暴

露在这一场中的一个探测器所发射的光电子的统计之间的联系。从对光电子分布的实验测量可以得到有关光学场统计性质的信息，这种技术在光谱学和恒星强度干涉量度术等领域中有广泛的应用。例如，对光电流起伏的分析已成为确定极窄谱线(如激光谱线)线型的一种重要方法。

二、若干基本概念和定义

1. 时间相干性和相干时间

图1所示的迈克耳孙干涉仪能使我们比较光束在两个不同时刻的位相关系。大家知道，两束光的迭加要产生理想的干涉图样，它们之间的位相必须是确定的。若我们把从点源S来的光束分成两支，经过一段时间延迟 $\tau = (l_2 - l_1)/c$ 之后，这两束光又在D上会合，在D平面上能观察到干涉条纹，则条纹的反衬度可以反映出O点处两个不同时刻的场之间相关的大小。

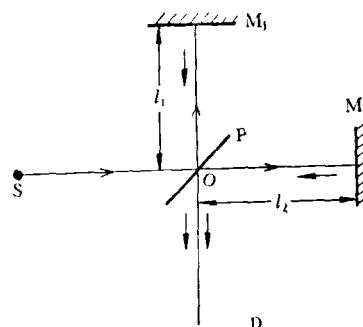


图1 迈克耳孙干涉仪
S是光源；P是分束器；M₁, M₂是反射镜；D是探测器

通常随着 τ 的增大，干涉条纹的衬度逐渐减小。当 τ 大于某一特征时间 $\Delta\tau$ 之后，干涉条纹就会消失。我们把 $\Delta\tau$ 叫做相干时间，而光波在 $\Delta\tau$ 时间内所走过的距离 $\Delta l = c\Delta\tau$ 叫做相干长度。相干长度的概念对于干涉实验很重要，它告诉我们，为了得到较好的干涉条纹，两束光的程差必须小于多少。

一般说普通光源发出来的光束是由延续时间有限的波列组成，并且各波列之间的位相是

无规的,不同波列之间引起的干涉不会产生局部的干涉条纹.因此为了得到较好的干涉条纹,迈克耳孙干涉仪中在D上会合的两束光必须来自同一波列,为此两束光之间的时间延迟要小于波列的持续时间,即相干时间 $\Delta\tau$ 大致等于波列持续时间的量级,而相干长度大致相当于波列的长度.根据傅里叶变换的理论,持续时间为 $\Delta\tau$ 的波列,其频谱宽度 $\Delta\nu$ 反比于 $\Delta\tau$,即

$$\Delta\tau \sim \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (2.1)$$

亦即谱线宽度越小,相干时间 $\Delta\tau$ 就越长.因此在实践中可以用滤光片来减少谱线宽度使相干时间增长.对于理想的单色光而言, $\Delta\nu \rightarrow 0$, $\Delta\tau \rightarrow \infty$, $\Delta l \rightarrow \infty$;但是对最好的准单色热光源 $\Delta\tau \lesssim 10^{-8}$ 秒, $\Delta l \lesssim 10^3$ 厘米;对于激光器, $\Delta\tau$ 可以大于 10^{-2} 秒,相应的 Δl 大于 10^8 厘米.

2. 空间相干性和相干面积

下面考察由图2所示的著名杨氏干涉实验.图中S是一台扩展准单色源,所谓准单色,是指光波的有效带宽 $\Delta\nu$ 比它的中心频率 ν_0 小得多,即

$$\Delta\nu/\nu_0 \ll 1. \quad (2.2)$$

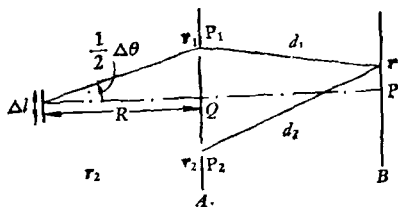


图 2

借助于杨氏干涉实验,可以考察场中的两点 r_1 和 r_2 之间的位相关系,如果针孔 P_1 和 P_2 彼此靠得很近,则在屏幕上的中心点 P 附近会观察到干涉条纹.这些条纹的出现显示了来自针孔到达 P 点的光之间的空间相干性质,因为条纹的衬度取决于这两个针孔之间的间距.众所周知,来自扩展准单色源 S 上的任意两点之间的光束是不相干的,因此 P 点附近所看到的干涉条纹是由扩展准单色源 S 上各个不同的部分所产生的独立干涉图样迭加所引起的.如果逐渐

加大两针孔之间的间距 $\overline{P_1P_2}$,条纹会逐渐消失,这表明各个独立的干涉图样是“不同步的”,这也就是说来自 S 上各个点的光在通过 P_1 和 P_2 到达 P 点附近的光程差的差别很大,因此各个独立干涉极大发生很大的位移,这样当然就無法再观察到总的干涉图样了.因此要在 P 点附近看到干涉图样,则要求

$$\Delta\theta\Delta l \lesssim \lambda_0, \quad (2.3)$$

式中 $\Delta\theta$ 是 $\overline{P_1P_2}$ 对光源的张角, $\lambda_0 = c/\nu_0$ 是光的有效波长.如果 R 是光源 S 离开屏幕的距离,为了在 P 点附近能观察到干涉条纹,则针孔必须放置在 Q 点附近的一定范围之内,其面积大小为

$$\begin{aligned} \Delta A &\sim (R\Delta\theta)^2 \sim R^2(\lambda_0/\Delta l)^2 \\ &= (c^2/\nu_0^2)(R^2/S), \end{aligned} \quad (2.4)$$

式中 $S = (\Delta l)^2$ 是光源的面积, ΔA 叫做在 A 平面上围绕 Q 点的光的相干面积.从(2.4)式可知, ΔA 正比于距离 R 的平方,反比于光源的面积.

3. 相干体积和简并度

设光波近似为是准单色平面波,若在垂直于波的传播方向的平面内,以相干面积为底、以相干长度为高构成一个直角圆柱体,把这个圆柱体的体积定义为相干体积,其大小为

$$\Delta V = c\Delta\tau\Delta A.$$

如果分别把 $\Delta\tau$ 和 ΔA 的表示式(2.1)和(2.4)代入,则得

$$\Delta V \sim c\lambda_0^2 R^2 / \Delta\nu (\Delta l)^2 = (R/\Delta l)^2 (\lambda_0/\Delta\lambda) \lambda_0^3, \quad (2.5)$$

式中 $\Delta\lambda = \Delta(c/\nu_0) = c\Delta\nu/\nu_0^2$.

围绕光学场中一点 Q 的相干体积,其物理意义是它大致相当于光学场的这样一个体积,在其中各点与 Q 点能够发生干涉效应.

相干体积内同一偏振态上光子的平均数是一个很重要的参量,称为光子的简并度,通常记作 δ .对于黑体辐射,即处于热平衡状态下的辐射场, δ 由爱因斯坦公式给出

$$\delta = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (2.6)$$

对于热源光, $\delta \leq 10^{-3}$, 即在同一态中的光子数远小于 1, 所以热源光是非简并的. 另一方面, 激光器是典型的高度简并光源 ($\delta \gg 1$). 现有的激光器所能达到的 δ 大于 10^{14} .

三、二阶相干函数

1. 复解析信号

为了简化, 用一个标量场 $V^{(r)}(\mathbf{r}, t)$ 代表电磁场 (例如电场的一个分量). 令 $V^{(r)}(\mathbf{r}, t)$ 的傅里叶分解式为

$$V^{(r)}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} v(\mathbf{r}, \nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu. \quad (3.1)$$

由于 $V^{(r)}$ 是实函数, 我们有

$$v(\mathbf{r}, -\nu) = v^*(\mathbf{r}, \nu). \quad (3.2)$$

由(3.2)式可知, 正频成分已经全部包含了所有的信息. 我们可以用下式

$$V(\mathbf{r}, t) = \int_0^{\infty} v(\mathbf{r}, \nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu \quad (3.3)$$

所定义的解析信号来代替 $V^{(r)}$. 显然有

$$V^{(r)}(\mathbf{r}, t) = 2\text{Re}V(\mathbf{r}, t).$$

解析信号的含意是, $V(\mathbf{r}, t)$ 本来是 t 的实变函数, 但是可以把它解析延拓到复 t 平面的下半平面上去. 虽然这里采用解析信号表示只是数学上的方便, 但应当指出解析信号表示在量子力学中具有深刻的含意. 如果定义瞬时强度为

$$I(\mathbf{r}, t) = V^*(\mathbf{r}, t)V(\mathbf{r}, t), \quad (3.4)$$

则这个量代表实场 $V^{(r)}$ 的瞬时强度. 实际上, 对一个单色或准单色场, $[V^{(r)}]^2$ 是一个时间的快变振荡函数, 其周期的数量级为 10^{-15} 秒. 这个周期比起现有的最快的光探测器的分辨时间要小几个数量级, 因此探测器所检测到的实在的强度对应于许多振荡周期的平均值, 它是用(3.4)式代表的.

前面已经指出, 实在的光学场并不是用一个已知的函数表征的, 而是用一个随机变量表征的. 如果 $P_1(V)$ 是 $V(\mathbf{r}, t)$ 的概率分布, 即如果在 (\mathbf{r}, t) 处出现场在 $V = \text{Re}V + i\text{Im}V$ 和 $\text{Re}V + d(\text{Re}V) + i\text{Im}V + id(\text{Im}V)$ 之间的概

率是 $P_1(V)d^2V = P_1(V)d(\text{Re}V)d(\text{Im}V)$. 那么 V 的任意函数 $f(V)$ 的平均值 $\langle f(V) \rangle$ 由下式给出

$$\langle f(V) \rangle = \int f(V)P_1(V)d^2V, \quad (3.5)$$

式中积分遍及整个复 V 平面. 特殊地说, (\mathbf{r}, t) 点的平均强度为

$$\langle I(\mathbf{r}, t) \rangle = \langle V^*(\mathbf{r}, t)V(\mathbf{r}, t) \rangle. \quad (3.6)$$

2. 二阶相干函数

下面计算杨氏干涉实验 (图 2) 中的平均强度分布. 在 t 时刻 \mathbf{r} 处的波函数是它在针孔处的相应的推迟值的线性函数.

$$V(\mathbf{r}, t) = K_1V(\mathbf{r}_1, t - t_1) + K_2V(\mathbf{r}_2, t - t_2), \quad (3.7)$$

式中 $t_1 = d_1/c$, $t_2 = d_2/c$, 由衍射理论可知, K_1 和 K_2 是纯虚数. 由此可得

$$\begin{aligned} \langle I(\mathbf{r}, t) \rangle &= |K_1|^2 \langle I(\mathbf{r}_1, t - t_1) \rangle \\ &+ |K_2|^2 \langle I(\mathbf{r}_2, t - t_2) \rangle \\ &+ 2|K_1K_2| \text{Re}\Gamma(\mathbf{r}_1, t \\ &- t_1; \mathbf{r}_2, t - t_2), \end{aligned} \quad (3.8)$$

式中

$$\Gamma(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) = \langle V^*(\mathbf{r}_1, t_1)V(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle. \quad (3.9)$$

上面定义的这个函数叫做互相干函数, 它代表两个不同时空点上的场之间的交叉关联, 是经典相干性理论中的一个基本量.

如果光源的强度不随时间变化, 则场是平稳的, 即 $P_1(V)$ 是时间平移不变的, 所有平均值都与时间原点选取无关. 故(3.9)式只依赖于时差 $\tau = t_2 - t_1$,

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t) &= \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) \\ &= \langle V^*(\mathbf{r}_1, t)V(\mathbf{r}_2, t + \tau) \rangle. \end{aligned} \quad (3.10)$$

因此 $\Gamma(\mathbf{r}, \mathbf{r}; 0) = \langle I(\mathbf{r}, t) \rangle$. 如果场也是各态历经的, 则上述系统平均值可用时间平均值代替,

$$\langle f(\mathbf{r}, t) \rangle \rightarrow \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f(\mathbf{r}, t) dt. \quad (3.11)$$

这样(3.8)式变成

$$\begin{aligned} \langle I(\mathbf{r}) \rangle &= |K_1|^2 \langle I(\mathbf{r}_1) \rangle + |K_2|^2 \langle I(\mathbf{r}_2) \rangle \\ &+ 2|K_1K_2| \text{Re}\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau), \end{aligned} \quad (3.12)$$

式中 $\tau = (d_2 - d_1)/c$. 这样平均强度不再依

赖于时间。

引入下面的规范化的量 $\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)$:

$$\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = \frac{\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)}{\sqrt{\langle I(\mathbf{r}_1) \rangle \langle I(\mathbf{r}_2) \rangle}} \quad (3.13)$$

是方便的。这个量叫做复相干度。利用 Schwarz 不等式可证

$$0 \leq |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)| \leq 1. \quad (3.14)$$

于是(3.12)式可改写成

$$\langle I(\mathbf{r}) \rangle = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle + 2\{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle\}^{\frac{1}{2}} \text{Re} \gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau), \quad (3.15)$$

式中 $\langle I_j \rangle = |K_j|^2 \langle I(\mathbf{r}_j) \rangle (j=1, 2)$, 是只开 j 针孔时在 \mathbf{r} 点上的平均强度。由于 γ 是复值函数, 可写成

$$\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)| \exp[i\varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)]. \quad (3.16)$$

因此(3.15)式可写成

$$\langle I(\mathbf{r}) \rangle = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle + 2\{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle\}^{\frac{1}{2}} |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)| \cos \varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau). \quad (3.17)$$

如果针孔 P_1 和 P_2 全同, 则 $\langle I_1 \rangle = \langle I_2 \rangle = I$, 则(3.17)式变成

$$\langle I(\mathbf{r}) \rangle = 2I[1 + |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)| \cos \varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)]. \quad (3.18)$$

通常干涉条纹的明晰程度用可见度来量。一幅干涉图样中 $P(\mathbf{r})$ 点的可见度 \mathcal{V} 被定义为

$$\mathcal{V} = \frac{\langle I \rangle_{\max} - \langle I \rangle_{\min}}{\langle I \rangle_{\max} + \langle I \rangle_{\min}}, \quad (3.19)$$

式中 $\langle I \rangle_{\max}$ 和 $\langle I \rangle_{\min}$ 分别是 P 点最近邻强度极大值和极小值。对于(3.18)式的情形, 为

$$\mathcal{V} = |\gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)|, \quad (3.20)$$

即这时干涉条纹的可见度是相干度模数的直接量度。若要观察到干涉条纹, 则要求 $\gamma \neq 0$ 。当 $|\gamma| = 1$ 时, 光是相干的, 条纹可见度最大; 在相反的极端情况下即 $|\gamma| = 0$, 光是不相干的, 这时不会出现干涉条纹; 当 $0 < |\gamma| < 1$ 时, 光是部分相干的。在 $|\gamma|$ 取不同数值时, 由(3.18)式所表示的强度分布示于图 3 中。

为了能直观地理解 $|\gamma|$ 的物理意义, 我们把(3.17)式改写成

$$\langle I(\mathbf{r}) \rangle = |\gamma| \{\langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle\} + 2\{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle\}^{\frac{1}{2}} \cos \varphi$$

$$+ [1 - |\gamma|] \{\langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle\}. \quad (3.21)$$

从上面的式子中, 我们得到一个有趣的结论: 从两个针孔 P_1 和 P_2 来的光可以看成是相干光和非相干光的混合体。(3.21)式中第一项可以认为是由强度分别为 $|\gamma| \langle I_1 \rangle$ 和 $|\gamma| \langle I_2 \rangle$ 、位相差为 φ 的两束光的相干迭加所产生的; 第二项可以看作是由强度分别为 $(1 - |\gamma|) \langle I_1 \rangle$ 和 $(1 - |\gamma|) \langle I_2 \rangle$ 的两束光的非相干迭加所产生的。因此在不严格的意义上可以认为, $|\gamma|$ 是光束中的相干成分的分量。

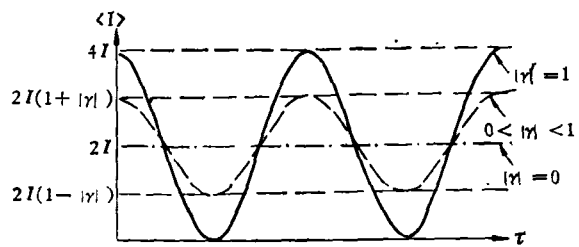


图3 干涉条纹与 $|\gamma|$ 的关系

按照(3.17)式, 条纹的强度极大值的位置由下式

$$\varphi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau) = 2m\pi \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.22)$$

确定。因此, 原则上能直接测量相干度的位相。可惜由于 φ 比起 $|\gamma|$ 来是一个快变函数, 对它的测量变得十分困难。但是位相 φ 的信息在许多应用中极其重要, 因此这种研究不是学院式的。

3. 恒星干涉量度术和干涉光谱学

迈克尔孙早年曾研究过用光学方法确定恒星直径和光谱分布的问题。相干性理论对这两种方法所包含的物理原理提供了深刻的基础。

(1) 由于恒星对地面的张角极小, 现有的天文望远镜难于分辨一颗恒星。借助于图 4 所示的干涉仪, 可以测量恒星的角直径。来自恒星的光经过两条光路 $M_1M_3S_1$ 和 $M_2M_4S_2$ 在后焦面上形成干涉条纹。由于可见度依赖于 M_1 和 M_2 之间的间距。从测量可见度随间距的变化, 可以推算出恒星的角直径。若恒星是一个圆形

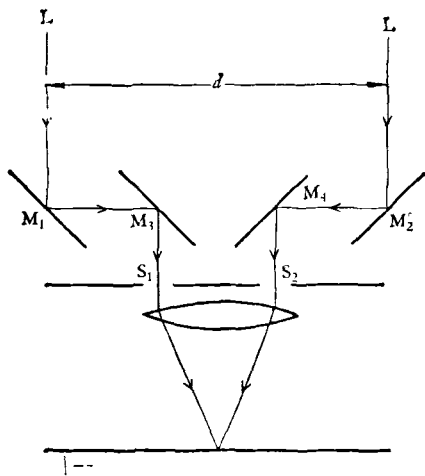


图4 迈克尔孙测星干涉仪
L为星光; M_1, M_2 为可移动的反射镜; M_3, M_4 为固定反射镜; S_1, S_2 为狭缝; D为探测器

的均匀光源,则可见度为零时 d 的最小值为

$$d_0 = 0.61\lambda_0/\alpha, \quad (3.23)$$

式中 α 为恒星的角半径. 因此从测量 d_0 就能算出 α . 由于大气扰动的影响,用这种方法所能测得的最小角直径约为 0.02 弧秒.

从二阶相干性理论的观点来看,在两块反射镜 M_1 和 M_2 上的人射光是部分相干的. 从 Γ 函数所满足的波动方程组也可以证明,来自非相干的光源的光在传播过程中能获得空间相干性. 这就是为什么来自遥远星体的光能在望远镜的焦平面上形成干涉条纹. 这个结论与前面讨论相干面积时的结论是一致的.

(2) 一束准单色光在迈克尔孙干涉仪(图2)中被分成两束,引入某一光程差 $c\tau$ 之后又会合在一起. 在重叠区域产生干涉条纹,其可见度依赖于程差 $c\tau$. 从测得的可见度曲线可以获得有关光的频谱信息.

在这种情形下, $r_1 = r_2 = r$ 即 O 点的空间坐标由(3.10)式有

$$\Gamma(\tau) = \langle V^*(t)V(t+\tau) \rangle. \quad (3.24)$$

(由于 r 固定,不再写出 Γ 对 r 的依赖关系),这时条纹由 $\gamma(\tau) = \gamma(r, r; \tau)$ 的实部 $\text{Re}\gamma(\tau)$ 确定. $\gamma(\tau)$ 称为复时间相干度. 把(3.3)式代入(3.24)式,对于平稳场,我们得到

$$\Gamma(\tau) = \int_0^\infty G(\nu)e^{-2\pi i\nu\tau} d\nu, \quad (3.25)$$

式中已用了 $\langle v^*(\nu)v(\nu') \rangle = G(\nu)\delta(\nu - \nu')$, $G(\nu)$ 为场的功率谱. 这个公式是干涉光谱学的基础. 如果用迈克尔孙干涉仪能测得 $\text{Re}\Gamma(\tau)$, 按照(3.24)式原则上取傅里叶余弦变换就得到频谱.

由于测定 $\text{Re}\Gamma(\tau)$, 同时要求确定 $|\Gamma(\tau)|$ 和 φ . 前面已经指出 φ 的确定极其困难,因此从复相干度的模数确定频谱的问题是至今尚待研究的难题. 这个问题的解决与其他物理及工程领域内所产生的问题也有密切关系.

四、高阶相干函数

1. 第二节里我们所讨论的是二阶相干效应,因为它用依赖于两个时间-空间点的关联函数表征的. 但是对于相干效应的一般分类需要引入任意阶的关联函数.

在1955年开始的一组实验中, Hanbury Brown 和 Twiss 演示了,有可能用空间两个不同点的强度涨落的相关方法测量相干函数的模 $|\Gamma(r_1, r_2; \tau)|$. 这种测星强度干涉仪如图5所示. 从恒星来的光被两个抛物面反射器收集并

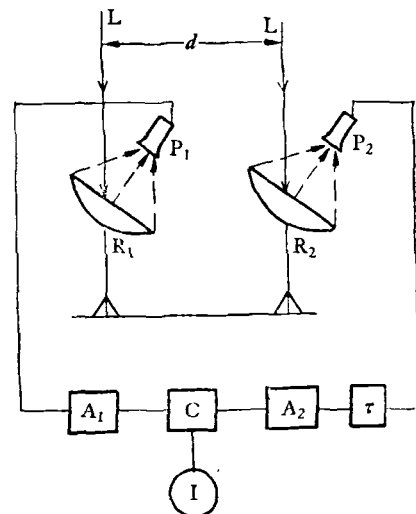


图5 测星强度干涉仪 L为星光; R_1, R_2 为抛物面反射镜; P_1, P_2 为光电管; τ 为延迟线; A_1, A_2 为放大器; C为相关器; I为积分器

聚焦到两个光电管 P_1 和 P_2 上。这两个被放大的输出电流输入到电子学“相关器”C中, 这样我们就能测量到 P_1 和 P_2 这两点的强度涨落的相关量

$$\langle \Delta I(\mathbf{r}_1, t) \Delta I(\mathbf{r}_2, t) \rangle = \langle [I(\mathbf{r}_1, t) - \langle I(\mathbf{r}_1, t) \rangle][I(\mathbf{r}_2, t) - \langle I(\mathbf{r}_2, t) \rangle] \rangle. \quad (4.1)$$

可以证明, (4.1) 式中的这个量正比于 $|\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \tau)|^2$, 因此它可以用来测量恒星的角直径。由于强度涨落比起光频是缓变的, 所以这个方法的优点是受大气扰动及机械扰动的影响很小, 现在用测星强度干涉仪能测量的角直径小到 $0.0005''$! Hanbury Brown-Twiss 效应的实验结果示于图 6 中, 图中曲线代表理论的预言值, 实验数据用点表示。

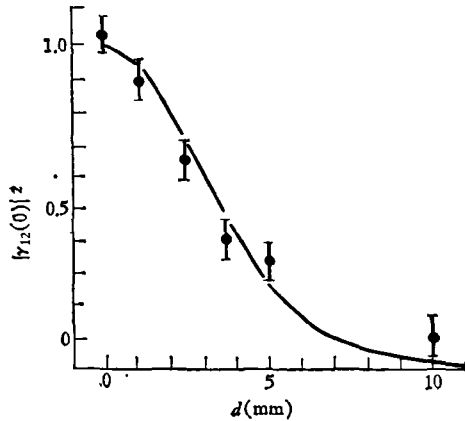


图 6 $|r_{12}(0)|^2$ 对 d 的关系

2. Hanbury Brown-Twiss 实验是首次观察到的高阶相干效应, 其关联函数取下述形式

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle V^*(\mathbf{r}_1, t_1) V(\mathbf{r}_1, t_1) V^*(\mathbf{r}_2, t_2) V(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle. \quad (4.2)$$

对于混沌场, 即所有高阶关联函数都可以用二阶关联函数来表示的场, 只要用到二阶关联函数来描写就够了。这就是说, 对于混沌场, 我们只要确定了场中的任何两点间的二阶关联函数就足以完全地描述这个场的一切性质。但是对于非混沌场, 上述结论不成立。经典的随机过程理论告诉我们, 为了完全地描述一个一般的随机体系, 必须研究场中各个点上在不同的时刻的各个场量之间的各阶相关 (而不是像前面所说的那样, 只研究场中两个时空点的场量之

间的相关)。因此, 为了描述多个时空点间的场之间的关联, 我们就需要引入下面所定义的高阶关联函数

$$\begin{aligned} \Gamma^{(m,n)}(x_1, x_2, \dots, x_m; x_{m+1}, \dots, x_{m+n}) \\ = \langle V^*(x_1) V^*(x_2) \cdots V^*(x_m) V(x_{m+1}) \\ \cdots V(x_{m+n}) \rangle, \end{aligned} \quad (4.3)$$

式中 $x_j = (\mathbf{r}_j, t_j)$, $j = 1, 2, \dots, m+n$ 。我们把由 (4.3) 式所定义的这个关联函数叫做 $(m+n)$ 阶的相干函数, 前面讨论的二阶相干函数是其特例即 $m=n=1$ 的情形。

(4.3) 式中的系综平均定义为

$$\begin{aligned} \langle f(V_1, \dots, V_N) \rangle = \int f(V_1, \dots, V_N) \\ \times P_N(V_1, \dots, V_N) d^2 V_1 \cdots d^2 V_N, \end{aligned} \quad (4.4)$$

其中 $P_N(V_1, \dots, V_N)$ 是随机变量 V_1, \dots, V_N 的联合概率分布, 积分遍及 N 个复平面。

如果考虑到偏振效应, V 必须代以矢量 (即矢势或电场), 因而 (4.3) 式变成每个变量都带有偏振指标的高阶张量。关于包含部分偏振光在内的经典相干性理论的详尽讨论, 有兴趣的读者可参阅文献 [1-3]。

五、量子相干函数

1963 年 Glauber 根据量子电动力学发展了相干性的量子理论。用他所引入的相干态可以得到密度矩阵的“对角”表示, 使得人们可以去建立起光学场统计性质的量子描述和经典的描述之间的联系。在这一表示中, 如果引进一个广义的相空间分布, 那么经典的相干函数和量子的相干函数之间在形式上是完全等价的。

在量子力学中, 场 \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 不是普通的数, 而是作用在描述场的态的空间上的算符。同经典电场一样, 算符 \mathbf{E} 也可以分解为正频部分和负频部分:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(+)} + \mathbf{E}^{(-)}. \quad (5.1)$$

由于电场是实数场, 故有

$$\mathbf{E}^{(+)} = (\mathbf{E}^{(-)})^+. \quad (5.2)$$

一般说来, 场的态是密度算符 ρ 描述的, 和 (4.3) 式相仿, 可以定义下述的 $(m+n)$ 阶的量

子相干函数:

$$G^{(n,m)}(x_1, \dots, x_n; x_{n+1}, \dots, x_{m+n}) \\ = \text{Tr}\{\rho E^{(-)}(x_1) \cdots E^{(-)}(x_n) E^{(+)}(x_{n+1}) \\ \cdots E^{(+)}(x_{m+n}), \quad (5.3)$$

式中已设场在一已知方向上是线偏振的。实践中经常讨论的是下述相干函数:

$$G^{(n,n)}(x_1, \dots, x_n; x_n, \dots, x_1) \\ = \text{Tr}\{\rho E^{(-)}(x_1) \cdots E^{(-)}(x_n) E^{(+)}(x_n) \\ \cdots E^{(+)}(x_1)\}. \quad (5.4)$$

因为这类相干函数原则上可用 n 重符合计数技术来加以测量。测量函数 $G^{(2,2)}$ 的这类二重符合实验还不难进行。不过对于 $n > 3$ 的情形, 在实践中 $G^{(n,n)}$ 最好用其它办法求值。这些函数 $G^{(n,n)}$ 对于被计数光子的统计分布具有重要意义。

一阶相干性和高阶相干性

当 $n = 1$ 时, 由(5.5)式所定义的量子相干函数 $G^{(1,1)}$ 具有与 $\Gamma^{(1,1)}$ 相同的物理意义。显然在杨氏干涉实验中的条纹反衬度由 $|G^{(1,1)}(x_1, x_2)|$ 确定。可以证明 $G^{(1,1)}(x_1, x_2)$ 满足 Schwarz 不等式:

$$G^{(1,1)}(x_1, x_1)G^{(1,1)}(x_2, x_2) \geq |G^{(1,1)}(x_1, x_2)|^2, \quad (5.5)$$

因此, 条纹反衬度最大的条件对应于上界:

$$G^{(1,1)}(x_1, x_1)G^{(1,1)}(x_2, x_2) = |G^{(1,1)}(x_1, x_2)|^2. \quad (5.6)$$

当(5.6)式成立时, 可以证明

$$G^{(1,1)}(x_1, x_2) = \mathcal{E}^*(x_1)\mathcal{E}(x_2), \quad (5.7)$$

式中 $\mathcal{E}(x)$ 是麦克斯韦方程的一个仅含正频分量的解。因此, $G^{(1,1)}(x_1, x_2)$ 可以因式分解就意味着在光学干涉实验中存在一般意义下的相干性。但是这种形式的所谓相干性仅仅对 $G^{(1,1)}$ 有约束, 所以称之为“一阶相干性或弱相干性”。

由一阶相干性的因式分解条件进行类推, 可以构成一系列的因式分解条件, 这些条件要求高阶相干函数取下述形式:

$$G^{(n,n)}(x_1, \dots, x_{2n}) = \mathcal{E}^*(x_1) \\ \cdots \mathcal{E}^*(x_n)\mathcal{E}(x_{n+1}) \cdots \mathcal{E}(x_{2n}), \quad (5.8)$$

式中对于所有的 n , 函数 $\mathcal{E}(x)$ 都相同。若对

所有 $j \leq n$, 诸函数 $G^{(j,j)}$ 都满足这些条件, 我们就说场具有 n 阶相干性。如果对 n 的一切值, (5.8) 式都成立, 我们就说场是完全相干的。显然, 任何一个行为完全确定的经典场满足上述条件。可以证明, 也存在着许多种满足完全相干性条件的量子力学场, 这就是用相干态来描写的场。由于测不准关系的约束, 相干态就其特征而言是量子论所能容许的最大限度接近经典态的态。

场的高阶相干性与在该场中进行的 n 重符合计数实验结果有直接关系。如果场的相干性的阶数 $m \geq n$, 则联合计数速率服从下面的恒等式,

$$G^{(n,n)}(x_1, \dots, x_n, x_n, \dots, x_1) \\ = \prod_{j=1}^n G^{(1,1)}(x_j, x_j). \quad (5.9)$$

这就是说, 这些计数器的响应是相互独立的。

一般地讲, 服从高阶相干性条件的场只能由相当特殊的光源产生。当用一个普通光源(例如气体放电管)做二重符合实验时, 计数器探测到的光子存在以相关成对的方式到达的明显趋势, 这就是所谓的光子聚束效应 (bunching effect)。这个结果表明, 普通光源不会具有二阶或更高阶的相干性。然而, 如果对稳定工作的激光器的输出光束作二重符合实验, 其结果就很不相同。实验确实表明计数器的响应是彼此统计独立的。激光光束能具有阶数相当高的相干性, 现在已远非一种臆测而为实验结果所证实。

关于相干性的量子理论的详尽讨论可参考文献[2—5]。

参 考 文 献

- [1] M. Born and E. Wolf, Principle of Optics (5th ed.), Pergamon Press, London (1975), Chapter X.
- [2] L. Mandel and E. Wolf, *Rev. Mod. Phys.*, **37** (1965), 231.
- [3] J. Pefina, Coherence of Light, van Nostrand Reinhold Company, London (1972).
- [4] Quantum Optics and Electronics, Les Houches 1964, edited by C. De Witt, A. Blandin and C. Cohen-Tannoudji, Gordon and Breach, New York,

有机高聚物的压电性

吴报铎 沈寿彭 吴林生 陈秉启

(中国科学院上海有机化学研究所)

1924年 Brain 曾提到各种绝缘体的压电性, 1956年 Fukada 开始研究了生物高分子如木材、羊毛、骨等的压电性。此后, 压电高分子的研究工作便逐渐推广到合成高聚物。首先提出高聚物驻极体中有压电效应的是 Adams。1969年 Kawai^[1]发现单轴拉伸的聚偏氟乙烯有较大的压电性, 压电效应与压电晶体石英在同一数量级, 引起了人们对压电高聚物的兴趣。近年来国内外对聚偏氟乙烯及其共聚物薄膜的压电性、热释电性和铁电性进行了大量的研究工作。

一、高聚物的压电性和热释电性

当高聚物薄膜承受角频率 ω 的正弦规律变化的形变时, 在薄膜两面的电极上可以观察到相同频率的开路电压或短路电流, 这就称为薄膜的压电效应。当薄膜电极被短路并均匀加热, 使分子获得高活性, 在外电路中可以观察到电流时称为热释电效应。

生物大分子一般具有内在压电性, 它们属于面剪切型压电晶体, 自然的生长条件使微晶具有特定的取向, 木和骨都属于这一类的典型例子。

对于合成高聚物压电效应的兴趣是由聚偏氟乙烯引起的。Kawai 将拉伸到原长度五倍的聚偏氟乙烯薄膜在 90°C 时, 施加 300—500kV/cm 的电场强度进行极化, 保持一段时间后, 在维持原电场状态下使温度降至室温。这时, 薄膜显示出较大的压电效应, 要比石英的压电性强 3 至 5 倍。

聚偏氟乙烯除了呈现压电性之外还具有热释电性。一般驻极体在受热后, 其极化电荷将全部丧失, 但聚偏氟乙烯却具有 $0.1\mu\text{C}/\text{cm}^2$ 的稳定电荷密度, 还显示出可逆的极化效应, 并可保持到几个加热循环之后, 类似于晶态热释电体。因此, 聚偏氟乙烯薄膜可用作热电探测器的元件。聚偏氟乙烯薄膜还具有非线性光学性质, 与铌酸锂之类的铁电单晶十分相似。

聚偏氟乙烯分子结构比较简单: $(-\text{CH}_2-\text{CF}_2-)_n$ 。结晶性聚偏氟乙烯有两种晶型, 一种是极性晶型 I, 也称为 β 晶型, 另一种是反极性晶型 II, 也称为 α 晶型。 α 晶型为 TGTG' 型螺旋结构, 每个晶胞有两个链与四个单体单元, 晶胞的合成电矩平行于链轴方向。 β 晶型是 TTT 型平面锯齿结构, 每个晶胞有两个链与两个单体单元, 分子链沿拉伸方向平行排列, CF_2 的偶极子与分子链成直角(图 1), 其取向是无规的。

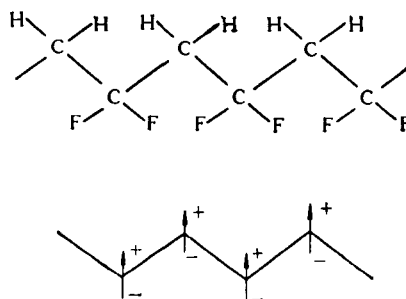


图 1 聚偏氟乙烯的 β 构型分子结构

α 晶型的聚偏氟乙烯是由其熔体结晶而成。在一定温度下进行拉伸是改变 α 晶型与 β 晶型相对数量的有效手段。一般以 530cm^{-1} 与