

偏振束得到反射。在未放样品前,调节偏振堆,使两个探测器上的信号相等,这时偏振堆约偏离垂直方向 45° 。在放入样品后,两个探测器上的信号不等,调节偏振堆使两个探测器上的信号再次相等,就可以测出法拉第旋转角 ψ 。

6. 天体物理的研究

在电磁波谱中,远红外区域属于天文学研究中开拓最晚的一个区域,主要困难在于:(1)整个远红外区域布满大气中水蒸气的吸收线;(2)天体的远红外辐射是非常微弱的。但是,由于在这部分辐射中包含了大量有用的信息,人们曾经在高山顶,或利用气球、飞机等工具,期望避开大气中水蒸气的影响获得天体的远红外信息。近年来,随着火箭技术、人造卫星及空间实验室的发展,特别是高分辨的傅里叶变换谱仪的应用,已经利用气球携带或卫星携带的傅里叶谱仪进行了行星谱和宇宙微波本底谱的

分析,用不同的方法把天文学的这一空隙填补起来,形成了远红外天文学。

参 考 文 献

- [1] E. D. Palik, *J. Opt. Soc. Am.*, **67**(1977), 857.
- [2] Nathan Ginsburg, *J. Opt. Soc. Am.*, **67**(1977), 865, 867.
- [3] L. Genzel and K. Sakai, *J. Opt. Soc. Am.*, **67**(1977), 871.
- [4] *Methods of Experimental Physics*, Vol. 13, Spectroscopy Part B, Ed. by Dudley Williams. Academic Press, (1976).
- [5] D. W. Faries et al., *Phys. Rev. A.*, **3**(1971), 2148.
- [6] R. L. Aggarwal et al., *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 3972.
- [7] B. C. Johnson et al., *Appl. Phys. Lett.*, **18**(1971), 181.
- [8] M. E. Lines and A. M. Glass, *Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials*, Oxford, Clarendon, (1977).
- [9] M. F. Kimmitt, *Far-infrared Techniques*, Oxford, Clarendon, (1971), 133.

光束的相干性和方向性

詹 达 三

(中国科学院物理研究所)

一

自从激光器问世以来,人们普遍相信,为了产生象激光这样具有高度方向性的光束,光源必须是空间完全相干的。众所周知,同普通的光源相比,激光的高度方向性是激光光源的三大特点之一。对比来自普通光源和稳定激光器的辐射角分布,辐射的角分布是极不相同的。根据朗伯定律,在通常的条件下,热光源的辐射角分布为

$$J(\theta) = J(0) \cos \theta, \quad (1)$$

式中 θ 是辐射方向与辐射表面法线方向之间的夹角, $J(0)$ 是法线方向上的辐射强度。由此可见,热光源的辐射强度角分布是很宽的(即方向性不好)。但对于激光光束来说,辐射能量将集中在围绕法线方向上一个很狭窄的立体角内,

例如截面直径为 2mm 的激光光束,99% 的辐射能量几乎都集中在量级约为 10^{-4} mrad (毫弧度)的发散锥内。

大家知道,这两种光源的一个最主要的区别是,热光源几乎是空间不相干的,而激光光源是空间高度相干的。因此,从上面两种光源的辐射角分布的比较看出,光源的相干状态和光源的辐射强度角分布之间一定存在某种联系。这一点已被近几年的研究所证实。

虽然象激光光源这种空间完全相干的光源能够产生方向性极好的光束,但是近年来的研究表明,产生象激光那样方向性极好的光束,光源的空间完全相干不是必要条件。文献[1]从理论上证明,某种类型的部分相干光源能够产生和高斯激光光束相同的远场强度分布,即这种光源产生的光束与高斯激光光束具有同样好的方向性。由此可见,光束的方向性与光源

的相干状态之间存在十分微妙的关系。这个问题的澄清应当归功于辐射度学研究所取得的成果。本文的目的就是要着重介绍近几年来在这个问题上所取得的成就。如果读者对此问题的详细情况有兴趣,可参考本文所引的文献。

二

人们一般都认为,要产生象激光那样高度方向性的光束,光源必须是空间完全相干的。但是,最近 Collett 和 Wolf^[1] 证明,某种类型的部分相干光源(即所谓的准均匀光源),如果其线度远大于光源的光关联长度,则将在远场产生和高斯激光光束相同的强度分布。它的理论依据是下面要叙述的等效定理。

让我们考察 $z = 0$ 平面上大小有限的一个光源向 $z > 0$ 半空间的辐射问题。假定该光源所产生的场可以用一个平稳统计系综来表示。在光源平面上,由矢量 \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 分别确定的两点 P_1 和 P_2 处(图 1),时间频率为 ω 的交叉频谱密度函数记作 $W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega)$ ^[2],则在单位矢量 \mathbf{s} 所确定的方向上,辐射强度^[3] $J_\omega(\mathbf{s})$ ^[1] 为

$$J_\omega(\mathbf{s}) = (2\pi k)^2 \cos^2 \theta \tilde{W}^{(0)}(k\mathbf{s}_\perp, -k\mathbf{s}_\perp; \omega), \quad (2)$$

式中 $k = \omega/c$, c 为真空中的光速; $\tilde{W}^{(0)}(\mathbf{f}_1, \mathbf{f}_2; \omega)$ 是 $W^{(0)}$ 的傅里叶变换式,即

$$\begin{aligned} & \tilde{W}^{(0)}(\mathbf{f}_1, \mathbf{f}_2; \omega) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^4} \iint W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) \exp[-i(\mathbf{f}_1 \cdot \mathbf{r}_1 \\ & \quad + \mathbf{f}_2 \cdot \mathbf{r}_2)] \times d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2; \end{aligned} \quad (3)$$

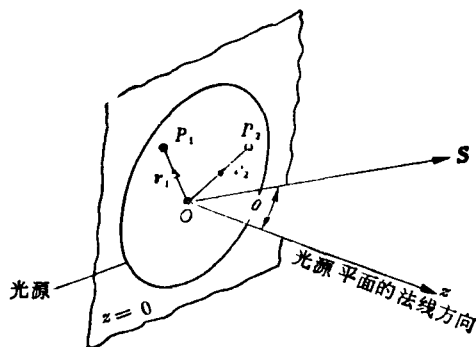


图 1 符号说明

\mathbf{s}_\perp 代表单位法向矢量 \mathbf{s} 在光源平面上投影的二维矢量。

方程 (2) 对我们所要讨论的问题是很重要的。它通过光源上光的交叉频谱密度函数来表示辐射强度,从而在可测量的辐射量与相干性理论的一个基本量之间建立了联系。从 (2) 式可知,只有满足

$$\mathbf{f}_1 = k\mathbf{s}_\perp, \quad \mathbf{f}_2 = -k\mathbf{s}_\perp \quad (4)$$

的 \mathbf{f}_1 和 \mathbf{f}_2 空间频率分量才对辐射强度有贡献。我们把空间频率对偶 $(\mathbf{f}, -\mathbf{f})$ 叫做反对角对偶,把 $W^{(0)}(\mathbf{f}, -\mathbf{f}; \omega)$ 叫做 $W^{(0)}(\mathbf{f}_1, \mathbf{f}_2; \omega)$ 的反对角元。另外,由于

$$|k\mathbf{s}_\perp| \leq |k\mathbf{s}| = k, \quad (5)$$

所有有贡献的空间频率都不能大于光波的波数。我们把这种频率称为低频。依据上面的分析得出等效定理如下:

一个平面光源所产生的辐射强度,仅由该光源交叉频谱密度函数的傅里叶变换式的低频反对角元确定^[1]。

从上述定理立即可得出下面的结论:两个光源交叉频谱密度函数的傅里叶变换式具有相同的低频反对角元,会产生具有相同辐射强度分布的场。但这两个场可以有不同的相干性质。这是因为场的相干性质是由所有的低频元,而不是仅由反对角元决定的^[3]。

借助于上面的等效定理,在文献 [1] 中证明,相干状态不同的光源在远场区域可以产生完全相同的光强分布;同时还证明,要产生方向性象激光光束那么好的光束,空间完全相干不是必要条件。

下一节要具体讨论一种平面光源类,即所谓的 Schell 模型光源^[4]。它们中的每一个具有不同的关联长度,并且在远场区域都将产生和高斯激光光束相同强度分布的光束^[5]。

三

现在让我们考虑一种平面光源,在某一特

1) $J_\omega(\mathbf{s})$ 和远场处一点上的光学强度 $I_\omega(R\mathbf{s})$ 的关系为 $I_\omega(R\mathbf{s}) = [J_\omega(\mathbf{s})]/R^2$ (当 $kR \rightarrow \infty$ 时)。

定频率 ω , 其交叉频谱密度函数为

$$W^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; \omega) = \sqrt{I(\mathbf{r}_1)} \sqrt{I(\mathbf{r}_2)} g(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \omega), \quad (6)$$

式中 \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}_2 分别是光源平面上两个点的位置矢量, $I(\mathbf{r})$ 是该平面上点 \mathbf{r} 处的强度, $g(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2; \omega)$ 是光源平面上两点间光的复空间相干度. 通常把具有 (6) 式交叉频谱密度函数的光源称为 Schell 模型光源, 其远场的辐射强度 $J_\omega(\boldsymbol{s})$ 仍由 (2) 式确定.

显然, 从 (2) 式和 (6) 式可知, 光的远场角分布最终是由光源的强度及其相干度确定的. 如果 $I(\mathbf{r})$ 和 $g(\mathbf{r}; \omega)$ 都是高斯函数,

$$I(\mathbf{r}) = A \exp(-r^2/2\sigma_I^2), \quad (7)$$

$$g(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = \exp(-|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2/2\sigma_g^2), \quad (8)$$

其中 A , σ_I 和 σ_g 都是正常数, 那么远场辐射强度为^[5]

$$J_\omega(\boldsymbol{s}) = J_\omega(0) \cos^2 \theta \cdot \exp(-\sin^2 \theta/2\Delta^2), \quad (9)$$

其中

$$J_\omega(0) = (\sigma_I/\Delta)^2 A, \quad (10a)$$

$$\Delta = (1/k\sigma_g) \{ 1 + (\sigma_g/2\sigma_I)^2 \}^{1/2}. \quad (10b)$$

对于空间完全相干的激光光束, 若光源上空间强度分布为

$$I_L(\mathbf{r}) = A_L \exp(-r^2/2\delta_L^2), \quad (11)$$

调节 δ_L 使下式成立,

$$\frac{1}{(2\delta_L)^2} = \frac{1}{\sigma_g^2} + \frac{1}{(2\sigma_I)^2}, \quad (12a)$$

及

$$A = (\delta_L/\sigma_I)^2 A_L, \quad (12b)$$

则该高斯激光光束的远场辐射强度分布也由 (9) 式确定.

由此可以得出结论: 如果 (12) 式成立, 则由 (7) 式和 (8) 式所描述的 Schell 模型光源, 在远场将产生与 (11) 式所描述的相干激光光源同样辐射强度

分布的光 (即文献 [5] 中的定理 II).

Wolf 和 Collett^[5] 具体计算了参量 σ_g , σ_I , δ_L 和 A 取不同数值时, 都能产生相同远场辐射强度分布的几种光源强度分布及其空间相干度曲线, 其结果见图 2.

从图 2 的几种情况下可以看出, 为了保持四种不同光源能够产生相同的辐射强度分布, 当光源的关联长度减小时, 该光源的强度分布必须增宽, 即当 σ_g 减小时, σ_I 就应当增大. 显然, 这一事实表明, 关于光束的方向性存在两种竞争机制, 即相干性和衍射. 为此, Foley 和 Zubairy^[6] 通过计算光束均方根半径作为传播距

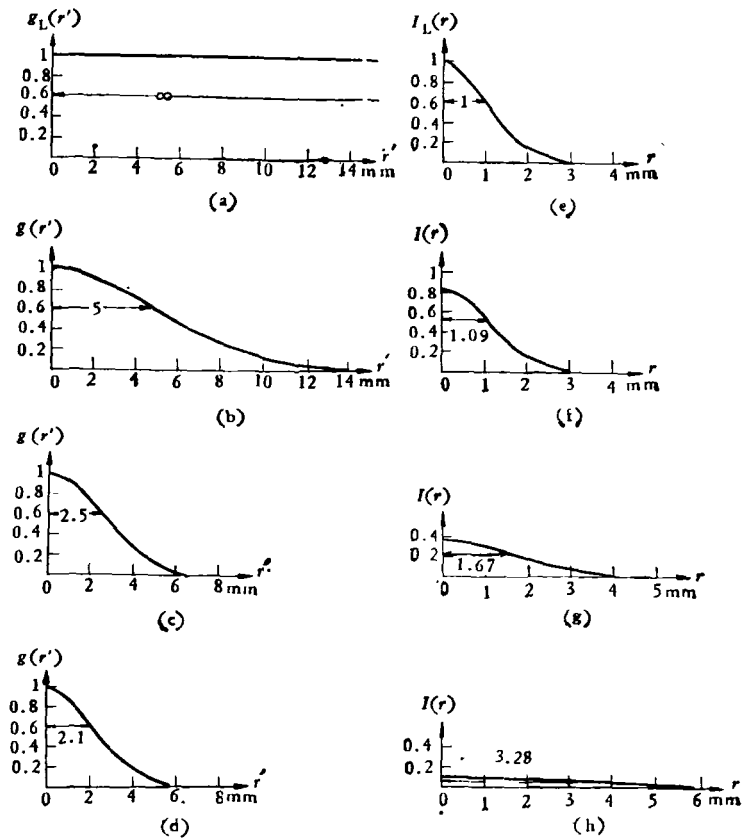


图 2 说明和一个相干激光光源 (a) 产生相同的远场强度分布的三个部分相干光源 [(b), (c), (d)] 上的相干性和强度分布. 表征这四个光源的参量如下:

(a) $\sigma_g = \infty$, $\sigma_I = \delta_L = 1\text{mm}$, $A = 1$ (任意单位);

(b) $\sigma_g = 5\text{mm}$, $\sigma_I = 1.09\text{mm}$, $A = 0.84$;

(c) $\sigma_g = 2.5\text{mm}$, $\sigma_I = 1.67\text{mm}$, $A = 0.36$;

(d) $\sigma_g = 2.1\text{mm}$, $\sigma_I = 3.28\text{mm}$, $A = 0.09$

由所有这四个光源所产生的归一化辐射强度为

$$J(\theta)/J(0) = \cos^2 \theta \exp\{-2(k\delta_L)^2 \sin^2 \theta\}, \quad (\delta_L = 1\text{mm})$$

离的函数,研究高斯 Schell 模型平面光源所产生光束的方向性问题,并详细叙述了光源大小和相干性对光束方向性的影响。

他们从自由空间中波场所满足的亥姆霍兹方程出发,在傍轴近似下,求解光束沿 z 方向的传播问题,求得 $r = (\rho, z)$ 处,高斯 Schell 模型光束的强度^[6]为

$$I(\rho, z) = \frac{2\sigma_1^2 A}{\alpha(z)} \exp\left[\frac{-\rho^2}{\alpha(z)}\right], \quad (13)$$

式中

$$\alpha(z) = 2\sigma_1^2 + \frac{z^2}{k^2} \left(\frac{1}{2\sigma_1^2} + \frac{2}{\sigma_g^2} \right). \quad (14)$$

从而求出光束的均方半径为

$$\overline{\rho^2(z)} = \alpha(z). \quad (15)$$

如果引入下面的量:

$$\rho_0^2 = 2\sigma_1^2, \quad (16)$$

$$\theta_B^2 = \frac{1}{k^2} \left(\frac{1}{2\sigma_1^2} + \frac{2}{\sigma_g^2} \right), \quad (17)$$

则均方半径可改写为

$$\overline{\rho^2(z)} = \rho_0^2 + \theta_B^2 z^2. \quad (18)$$

因此从(18)式可知, ρ_0 是初始光束均方半径(即在 $z = 0$ 平面上的均方根半径),则

$$\text{当 } z \rightarrow \infty \text{ 时, } [\overline{\rho^2(z)}]^{1/2} \sim \theta_B z, \quad (19)$$

θ_B 是在远场区域内 z 轴与光束均方根半径构成的角。

从上面的计算可以清楚地得出两点结论。第一, (13) 式与 (15) 式证明, $\overline{\rho^2(z)}$ 决定一个 z 等于常数的特定平面上的强度分布, 从而决定该光束的方向性。第二, (18) 式告诉我们, 光束远场方向的特征完全取决于 θ_B , 此结果和文献 [5, 7, 8] 的结果一致。

根据 (18) 式, 我们可以考虑在各个参数取不同值的情况下, 光束的均方根半径随 z 的变化情形。

首先, 让我们考虑初始半径 ρ_0 相同、相干度不同的情形。从图 3 可以看出, 对于初始半径相同的光束, 相干性越高的, 其方向性就越好。因此, 在这种情况下, 完全相干激光光束的方向性当然是最好的。

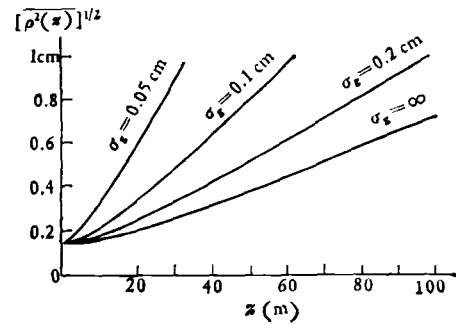


图3 具有相同初始半径 ρ_0 、相干度各不相同的光束的均方根半径 ($\sigma_1 = 0.1 \text{ cm}$). 各光束的波长都是 6328 \AA (下同) {引自文献 [6], 下同}

如果各光源的相干性都一样, 则初始半径小的光束, 其方向性就差。这一结果和衍射效应是一致的 (见图 4), 并且从物理光学的角度也不难理解。

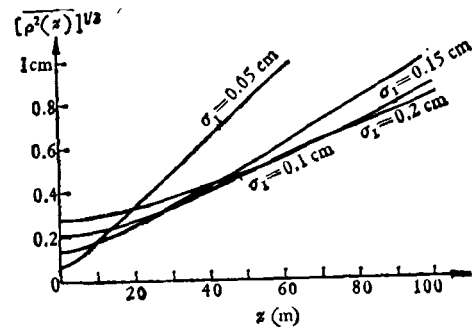


图4 具有相同相干度 ($\sigma_g = 0.2 \text{ cm}$)、初始均方根半径各不相同光束的均方根半径

从上面的分析可以得出, 关于光束的方向性的确存在两种竞争机制, 如果适当地调节它们, 就可以使不同的光源产生方向性同样好的光束, 其结果如图 5 所示。从图 5 中可以看出, a 和 b 两条曲线在远外区域完全重合, 说明它们具有相同的均方根半径; (a) 对应于完全相干光源, (b) 对应于部分相干光源。这也就从理论上说明, 要产生方向性很好的光束, 光源的空间完全相干性不是必要条件。

上述的理论预言促使人们致力于实现这种光源的实验研究, 并且从实验上来验证这个预言^[9]。最近 Narducci 等人^[10]做了一系列实验观察, 证实在 Collett-Wolf 准均匀条件^[11]下, 甚至大范围内不相干的光源, 可以产生高度方向性

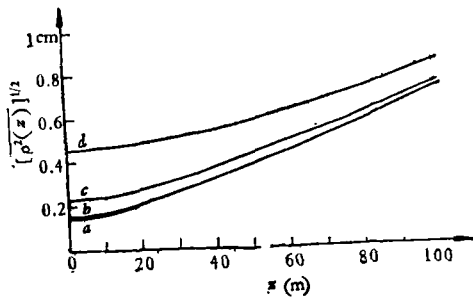


图5 具有不同初始均方根半径和相干度、具有相同的远场光束角 θ_B 光束的均方根半径。对四种光源,各参量的数值如下:
 (a) $\sigma_1 = 0.1\text{cm}$, $\sigma_g = \infty$;
 (b) $\sigma_1 = 0.109\text{cm}$, $\sigma_g = 0.5\text{cm}$;
 (c) $\sigma_1 = 0.167\text{cm}$, $\sigma_g = 0.25\text{cm}$;
 (d) $\sigma_1 = 0.328\text{cm}$, $\sigma_g = 0.21\text{cm}$

的光束。下一节我们就来说明 Narducci 等人的实验工作。

四

在文献 [10] 中, Narducci 等人主要是在最简单的实验条件下分析了一种特殊类型的 Schell 模型光源(准均匀光源)^[11]所辐射的场,以便对理论预言提供确凿的实验证据。

如果光源用相干长度 σ_g 表征,当 σ_g 比光波波长大很多、比光源的线度小得多时,即如果

$$k\sigma_g \gg 1, \quad \sigma_g/\sigma_1 \ll 1, \quad (20)$$

则由 (10b) 式[或 17 (式)]所预言的角发散度可以变得很小。这样,在 (20) 式所规定的极限下,高斯 Schell 模型光源就变成一个准均匀光源。在这一极限下,等效激光束宽度 σ_1 应取 $\sigma_g/2$ 。对于准均匀光源,可以得出:

(I) 在准均匀条件 [即 20 (式)] 下,根据 (9) 式和 (10) 式,归范化远场强度分布 $J_w(s)/J_w(0)$ 实际上应当和光源的线度无关。

(II) 在傍轴近似下,离开光

物理

源平面距离为 z 的地方,半峰值处的全宽度 $d_{1/2}(z)$ ^[6] 为

$$d_{1/2}(z) = 2\sqrt{\ln 2(2\sigma_1^2 + 2z^2/k^2\sigma_g^2)^{1/2}}. \quad (21)$$

为了从实验上验证理论预言的可靠性, Narducci 等人设计了一个实验,其示意图见图 6。光源是用高斯激光光束照明一块精心制作的相位屏来获得的。这块相位屏固定在同步马达的轴杆上,同步马达被固定在由另一步进马达所驱动的工作台上,步进马达可以让工作台逐步转动 0.005° 。利用转动工作台上经过仔细定位的一组反射镜,可以使光源的转动是高度准确的,并始终保持激光光束垂直于相位屏后表面,而不必把激光器固定在工作台上。另外,光电倍增管可以保持固定,因此避免了在离光源远处角向扫描所带来的困难。

一台 10mW He-Ne 激光器用作初级光源,用扩束望远镜来扩束,并使光束精确地准直。这使光源照明面积的直径可以从 0.8mm 变到约 8mm。

借助于反射镜阵列,可以使相位屏发出的光通过不同的光程。由于使用的是 He-Ne 激光器,反射镜的涂层对 6328 \AA 波长有最大反射率。使用的探测器是冷却型光电倍增管。为了达到扫描准确的目的,把探测器固定在线性平移台上。

文献 [10] 所报道的实验,分别使用两块相位屏(为简单起见分别记作 S_1 和 S_2),相应的远场强度角分布是在远离光源 12.5m 处分别测量

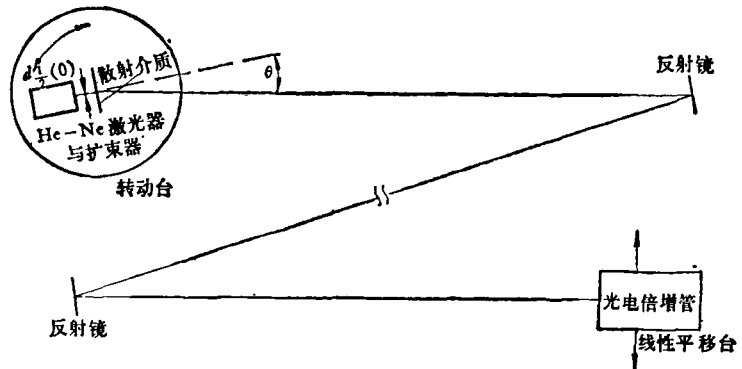


图6 文献 [10] 中所叙述的实验示意图。放置的旋转粗表面工作台是这样选择的,使得入射到玻璃后表面上的稳定激光光束总是在垂直方向上,好象激光器是固定在工作台上一样(如上图所示)

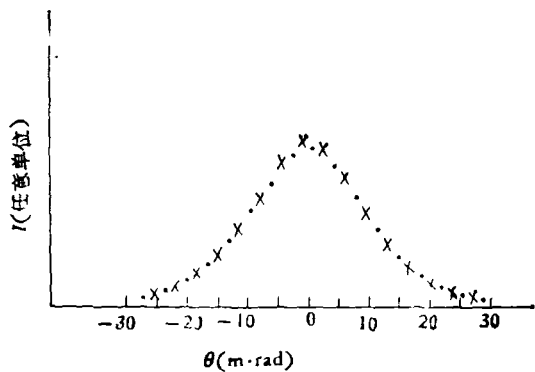


图7 S_1 的远场强度角分布曲线
探测器放在远离光源平面 12.5m 的地方
● 表示照明 S_1 的激光束直径为 3.5mm;
× 表示照明 S_1 的激光束直径为 7mm

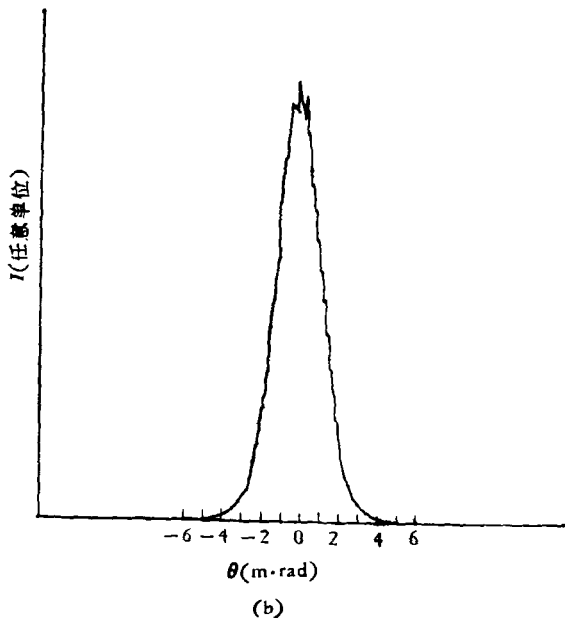
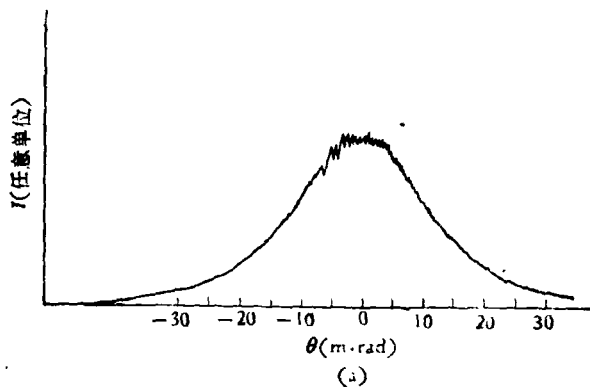


图8 用 7mm 直径激光束照明 S_1 (a) 和 S_2 (b)
产生的远场强度角分布 ($z = 12.5m$)

的。用这两块典型表面 S_1 和 S_2 所做的实验,其结果见图 7 和图 8。在这两种情况下,改变照明光束的大小并不影响远场图样(如图 7 所示)。这和理论预言一致。测定的光束发散角 ($d_{1/2}/2L$, L 是光源到探测器的距离),对 S_1 为 27.0 mrad, 对 S_2 为 2.78mrad (两者相差 10 倍完全是偶然的)。从所测得的远场分布轮廓,他们估计了 S_1 和 S_2 相干面积的大小(见表 1 中 $\sigma_x^{(a)}$ 的值)。显然,在这两种情况下,光源的强度分布都满足准均匀判据。

Narducci 等人还测量了光束直径 $d_{1/2}(z)$ 与

表 1

光源	到探测器的距离 (m)	发散角 (mrad)	$\sigma_x^{(a)}$ (μm)	$\sigma_x^{(b)}$ (μm)
S_1	12.5	27.0	8.8	8.8
S_2	12.5	2.78	85.4	87.2

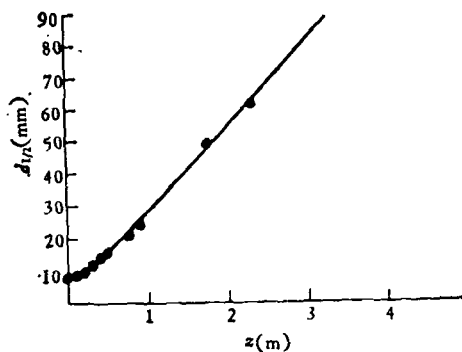


图9 对 S_1 的光束直径 $d_{1/2}(z)$ 作为 z 的函数,曲线对应于公式 (21)

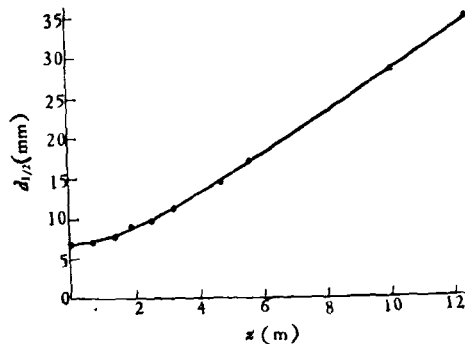


图10 对 S_2 的光束直径 $d_{1/2}(z)$ 作为 z 的函数

探测器和光源之间的距离 z 的关系, 其结果见图 9 和图 10. 上述的结果与理论所给出的(21)式完全一致, 在远场区域 $d_{1/2}(z)$ 与 z 成线性关系 [(19)式], 在非涅耳区则偏离直线性. 表 1 中 σ_g 的两组数据是用不同的方法估计的. 如果满足 Leader 判据^[12] ($z \gg k\sigma_g\sigma_l$), 则预期 $\sigma_g^{(a)}$ 与 $\sigma_g^{(b)}$ 将会相符. 这也被实验结果所证实.

总之, 上述实验结果确实证实了的确存在一类准均匀平面光源(Schell 模型光源的极限情形). 这种平面光源可以产生方向性很好的光束, 并且观测到的远场图样与该光源平面上的强度分布无关. 另外, 实验还证实, 象文献 [6] 中所预期的那样, 不管在非涅耳区还是在远场区, 光束的大小都由 (21) 式确定.

参 考 文 献

[1] E. Collett and E. Wolf, *Optics Lett.*, 2(1978),

27.
 [2] L. Mandel and E. Wolf, *J. Opt. Soc. Am.*, 66 (1976), 529.
 [3] E. W. March and E. Wolf, *J. Opt. Soc. Am.*, 62(1972), 379.
 [4] A. C. Schell, The multiple plate antenna, Doctoral Dissertation, Massachusetts Institute of Technology (1961), Sec 7. 5
 [5] E. Wolf and E. Collett, *Optics Comm.*, 25(1978), 293
 [6] John T. Foley and M. S. Zubairy, *Optics Comm.*, 26(1978), 297.
 [7] H. P. Baltus and B. Steinle, *Nuovo Cimento*, 41B(1977), 428.
 [8] W. H. Carter and M. Bertolotti, *J. Opt. Soc. Am.*, 68(1978), 329.
 [9] P. DeSantis, F. Gori, G. Guattari and C. Palma, *Optics Comm.*, 29(1979), 256.
 [10] J. D. Farina, L. M. Narducci and E. Collett, *Optics Comm.*, 32(1980), 203.
 [11] W. H. Carter and E. Wolf, *J. Opt. Soc. Am.*, 67(1977), 785.
 [12] J. C. Leader, *J. Opt. Soc. Am.*, 68(1978), 1332.

绝缘体表面静电火花放电能量的研究

唐安镇 周锡忠

(复旦大学物理系)

一、概 述

许多年来国外对静电火花引爆易燃气体问题进行了广泛的研究. 1951年 B. Lewis 和 G. Von Elbe^[1] 测定了各种易燃气体的最小点燃能量, 方法是将电容器充电后进行火花放电(以后简称电容火花)来点燃气体. 但电容火花与绝缘体的静电放电火花(以后简称绝缘体火花)的性质不同, 因此两种火花对同一气体的最小点燃能量也会不同. 1965年 N. Gibson 和 F. C. Lloyd^[2] 标定了煤气、甲烷、丙酮蒸气和空气的混合气体对绝缘体火花的点燃能力, 但他们是采用等效的电容火花标定的. 1967年 E. Heidelberg^[3] 指出, 75 厘米²的带电塑料板, 在直径为 2 厘米的小球下放电可点燃乙烷-空气混合气体. 他还指出, 在金属容器外覆盖非

导电塑料层时, 只要其厚度超过数毫米, 就有放电的危险. 1975年 H. Bertoin^[4] 用独特的方法测定了绝缘板覆盖在接地金属板的条件下放电时对易燃气体的最小点燃能量, 但他对绝缘体使用了等效电容近似. O. Fredholm^[5] 等对 PTFE (聚四氟乙烯) 和 PVC (聚氯乙烯) 材质的绝缘体火花成功地进行了拍照, 证实它与电容火花的明显不同, 绝缘体火花是多通道的局域放电, 能量密度较小, 而电容火花是单通道的整体放电, 能量密度较大. 放电火花的点燃能力与放电持续时间、能量密度和总能量有关. 可以推断绝缘体火花的最小点燃能量一般比电容火花的最小点燃能量要大. 为了确定绝缘体的安全带电密度, 有必要测定各种易燃气体对绝缘体火花的最小点燃能量. 但绝缘体无电容概念, 其静电能也不易计算. 考虑到这困难, O. Fredholm^[5] 等将 PTFE 和 PVC 材质做成简单形