

布曲线和归一化的 $\Delta V(r)$, 可以看到, 随着气压升高, 增益分布曲线发生了较大的变化, 而且光电压分布也向管轴收缩了。

改变入射光的谱线或改变 CO_2 混合气体比, 结果和上述的基本一致。

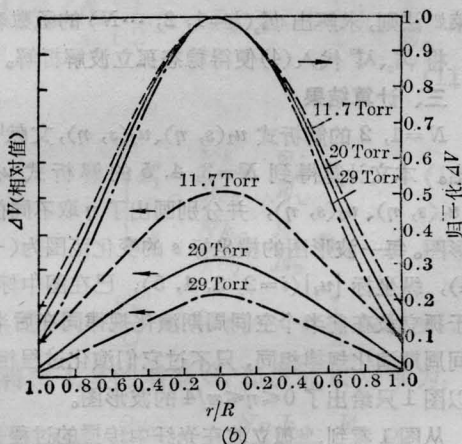
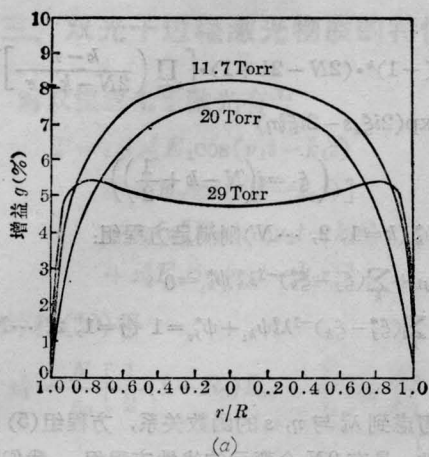


图4 不同气压下径向增益和光电压分布以及归一化光电压曲线

$\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8, i=30\text{mA}, T_W=4^\circ\text{C}$

(a) 径向增益分布; (b) 径向光电压分布

3. 在固定放电电流下, $I \cdot \Delta S$ 和 dv/di 均为常量。为了计算方便, 忽略径向饱和效应, 并且, 测量表明径向 $\beta_e(r)$ 近似为常数。因此

$$\Delta V(r) \propto \frac{g(r)n_e(r)}{T(r)} \quad (3)$$

$T(r)$ 可根据放电伏安曲线查得 P_{in} , K 取 $1.5 \times 10^{-3} \text{W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$ 计算。

根据实验测得的 $g(r)$ 、 $\Delta V(r)$ 和 $T(r)$ 曲线, 计算了电子密度的径向分布 $n_e(r)$ 。图5给出了在不同放电电流和气压下的归一化径向电子密度分布。发现随着气压升高和电流增大, 电子密度分布向放电管轴收缩, 这和通常观察到的气体放电正柱收缩的现象是一致的。

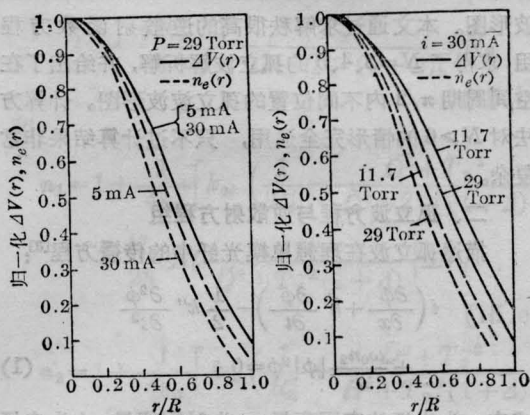


图5 径向归一化电子密度分布与电流及气压的关系

$\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8, T_W=4^\circ\text{C}$

参考文献

- [1] R. H. Bullis et al.; *AIJAA J.*, 1972, 10, No. 4, 407.
- [2] D. L. Franzen, R. J. Collins; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1972, QE-8, No. 4, 400.

(1986年6月24日收稿)

孤立波在理想单模光纤中的传播

谭微思

(中国科学技术大学)

Optical soliton propagation in ideal monomode fiber

Tan Weisi

(China University of Science and Technology, Hefei)

Abstract: The behavior of solitons propagating in ideal monomode fiber is described by nonlinear Schrodinger equation. By means of inverse scattering method the exact solution of soliton at $N=3, 4, 5$ is presented and their law of propagation is also given.

一、引言

光纤中的孤立波概念最先是由光纤通讯的发展而引进的。由于光信号在光纤传输中发生展宽、畸变,光信号传输速率受到限制。在1973年, Hasegawa 和 Tappert^[1] 提出用介质的非线性效应补偿它的色散,二者达到平衡后,便形成稳定非线性波,此即孤立波。稍后,便得到了描述孤立波在理想单模光纤中传播的非线性薛定谔方程。利用逆散射方法可以求解。据现有的文献^[2],已给出 $N=1, 2$ 孤立波的解析表达式,给出了 $N=1, 2, 3$ 的孤立波波形图。本文通过求解秩很高的逆散射函数方程组,求得了 $N=3, 4, 5$ 的孤立波解析解,并给出了在空间周期 $\pi/2$ 内不同位置的孤立波波形图。计算方法对 $N \geq 6$ 的情形完全适用,只不过计算结果非常复杂。

二、孤立波方程与逆散射方程组

描述孤立波在理想单模光纤中的传播方程^[3]:

$$i \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + k' \frac{\partial \phi}{\partial t} \right) - \frac{1}{2} k'' \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + \frac{\omega_0 n_2}{2c} |\phi|^2 \phi = 0 \quad (1)$$

式中 x 为光纤的空间变量, t 为时间变量, ϕ 为电场强度的振幅波包, $k' = \partial k / \partial \omega$, 为波数一阶导数, $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2$, 为波数的二阶导数。

作变换:

$$s = -(t - k'x) / \tau_h$$

$$\eta = (|k''| / \tau_h^2) x$$

$$u = \tau_h (\omega n_2 / 2ck'')^{1/2} \phi$$

式中 n_2 为光纤的非线性折射率, τ_h 为强度一半的半宽度。

可是式(1)变为:

$$i \frac{\partial u}{\partial \eta} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + |u|^2 u \quad (2)$$

这就是孤立波满足的非线性薛定谔方程。

由于所要寻求的是稳态孤立波解,在光纤的起始端满足条件:

$$u(s, 0) = N \operatorname{sech}(s), \quad N \text{ 为正整数} \quad (3)$$

这时,方程(2)的解表示为:

$$u(\eta, s) = 2 \sum_{k=1}^N \lambda_k^{*2} \psi_k^* \quad (4)$$

式中:

$$\lambda_k^2 = (-1)^k \cdot (2N - 2k + 1) \cdot \left[\prod_{k+r} \left(\frac{k-r}{2N-k-r} \right) \right]^{-1} \cdot \exp(2i\xi_k s - 2i\xi_k^2 \eta)$$

$$\left(\xi_k = i \left(N - k + \frac{1}{2} \right) \right)$$

$\psi_{k_2}^*(k=1, 2, \dots, N)$ 则满足方程组:

$$\begin{cases} \psi_{j1} + \sum_k (\xi_j - \xi_k)^{-1} \lambda_k^{*2} \psi_{k_2}^* = 0 \\ -\sum_k (\xi_j^* - \xi_k)^{-1} \lambda_k^2 \psi_{k_1} + \psi_{j_2}^* = 1 \quad (j=1, 2, \dots, N) \end{cases} \quad (5)$$

考虑到 λ_k^2 与 η, s 的函数关系, 方程组(5)是变系数的, 具有 $2N$ 个变元的线性方程组。我们依据克莱姆法则, 求解出 $\psi_{k_2}^*(k=1, 2, \dots, N)$ 的函数表达式。将 $\psi_{k_2}^*, \lambda_k^{*2}$ 代入(4)便得稳态孤立波解析解。

三、计算结果

$N=1, 2$ 的解析式 $u_1(s, \eta), u_2(s, \eta)$, 文献^[2]已给出。本文计算得到 $N=3, 4, 5$ 的解析式 $u_3(s, \eta), u_4(s, \eta), u_5(s, \eta)$, 并分别画出了 η 取不同值的波形图。每一波形图的横坐标 s 的变化范围为 $(-4, +4)$, 纵坐标 $|u_i| (i=2, 3, 4, 5)$, 已在图中标出。由于孤立波在前半个空间周期演化规律同在后半个空间周期演化规律相同, 只不过它们演化过程相反, 所以图1只给出了 $0 \leq \eta \leq \pi/4$ 的波形图。

从图1看到, 孤立波在光纤中传播的过程是孤立波由起始端 ($\eta=0$) 的 sech 波形逐渐分裂成一个尖峰, 二个尖峰, ……在 $\eta=\pi/4$ 时, 为 $N-1$ 个尖峰, 然后又在 $\eta=\pi/4 \sim \pi/2$, 经过相反的顺序, 合并为 sech 波, 完成一个空间周期。当 $N \geq 6$ 时, 这种由 sech 波演变尖峰结构的特点应仍然保持。

参 考 文 献

- [1] A. Hasegawa, F. Tappert; *Appl. Phys. Lett.*, 1973, 23, 142.
- [2] J. Satsuma, N. Yajima, *Prog. Theor. Phys Supp.*, 1974, No. 55, 284.
- [3] A. Hasegawa, Yujikodama; *Proc. IEEE*, 1981, 69, No. 9, 1145.

(1986年8月26日收稿)

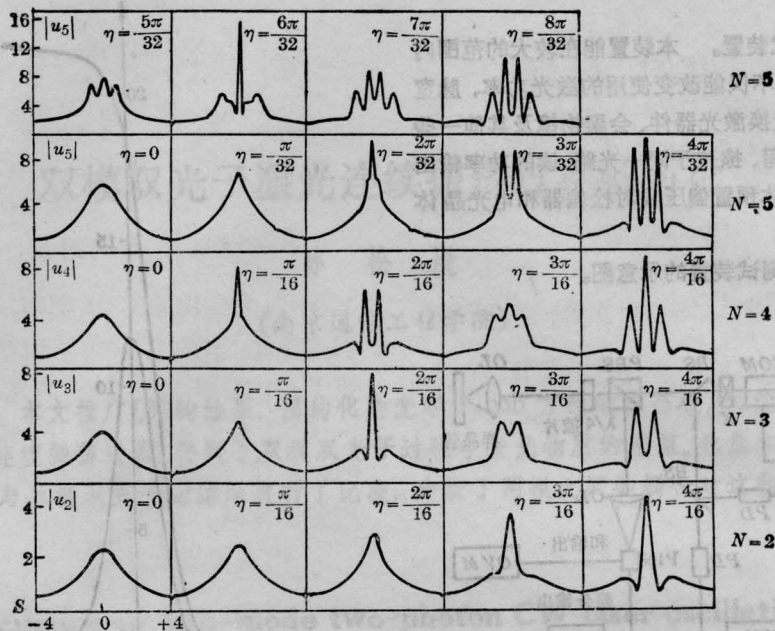


图 1

相变光盘材料的静态测试装置

陈仲裕 何国珍

(中国科学院上海光机所)

Set-up for static test of phase transition materials for optical disks

Chen Zhongyu, He Guozhen

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

Abstract: This paper describes a set-up for static test of erasable phase transition disc materials. It has a power density of more than $8\text{mW}/\mu\text{m}^2$, light spot of $1\mu\text{m}$ and variable exposure time of $0.1\mu\text{s}$ to 1ms .

1. 相变型可擦除光盘材料的测量, 主要是材料反射率变化的测量。相变过程中, 状态的变化为多种, 我们主要测量晶态到非晶态, 或非晶态到晶态的反射率变化。一般来讲, 激光短脉冲的快速加热和冷却作为写入, 长脉冲的慢加热和冷却作为擦除, 而

读出的过程又可为连续, 在时间上是不一样的。这是相变材料静态测试的特点。

静态测试装置节省了动态测试所需的各类伺服系统, 从而降低了对装置调整和校正精度的要求。同时, 对原始材料不需要预刻槽, 也不需要很高光洁