

超短脉冲。这必将推动各种飞秒量级微观超快过程的研究。

[1] W. Kaiser (Ed.), *Ultrashort Laser Pulse and Applications*, Springer-Verlag, New York, (1988).  
[2] J. D. Simon, *Rev. Sci. Instrum.*, **60**(1989), 3597.  
[3] R. W. Schoenlin et al., *Appl. Phys. Lett.*, **58** (1991), 801.  
[4] D. A. King et al., *Vibrations at surface 1985*, Elsevier, Amsterdam, (1986).  
[5] R. J. Bauerle et al., *Phys. Rev. B*, **38**(1988), 4307.  
[6] J. J. Wynne et al., in "Nonlinear Infrared Generation" (Y. R. Sheu Ed.), Springer-Verlag, Berlin, (1977), 159.  
[7] L. Allen et al., *Optical Resonance and Two-level Atoms*, John Wiley & Sons, New York, (1975).

[8] M. Sheik-bahaei et al., *Appl. Opt.*, **24**(1985), 666.  
[9] A. W. Kalin et al., *Infrared Phys.*, **33**(1992), 73.  
[10] R. Kesselring et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-29**(1993), 994.  
[11] R. Kesselring et al., *Appl. Phys.*, **B55** (1992), 437.  
[12] P. B. Corkum, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21** (1985), 216.  
[13] T. Elsaesser et al., *Appl. Phys. Lett.*, **44**(1984), 383.  
[14] T. Elsaesser et al., *Opt. Commun.*, **52**(1985), 355.  
[15] A. Seilmeier et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1345.  
[16] A. G. Yodh et al., *J. Opt. Soc. Am.*, **B8**(1991), 1663.  
[17] N. Sarukura et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-28**(1992), 2134.

## 非线性折射率测量的 Z 扫描方法<sup>1)</sup>

费浩生

(吉林大学物理系, 长春 130023)

描述了利用会聚的单光束灵敏地测量各种非线性介质的非线性折射率和非线性吸收系数的方法。被测样品放置于会聚高斯光束的光轴上( $z$ 轴), 样品在焦点附近沿 $z$ 轴移动, 在远场处放置带有小孔的屏。通过小孔测量光束通过样品后的透过率, 根据透过率与样品位置的关系, 即可得到非线性介质的非线性折射率和非线性吸收系数, 并能确定非线性折射率的符号(自聚焦或自散焦)。给出了若干测量结果。

非线性折射率  $n_2$  的测量是研究介质非线性光学效应的重要手段, 在以往的非线性折射率的测量中已采用了多种方法, 例如非线性干涉法<sup>[1]</sup>、简并四波混频<sup>[2]</sup>、自衍射<sup>[3]</sup>、椭圆偏振法<sup>[4]</sup>以及光束畸变<sup>[5]</sup>的测量等。前四种方法是利用非线性干涉原理, 测量灵敏度高, 但不能测量非线性折射率的符号, 并且测量仪器也较复杂, 最后一种方法虽然较简单, 可以得到非线性折射率符号的信息, 但需要对光束在非线性介质中的传播过程进行详细的分析, 测量灵敏度不如前四种高。

下面将介绍一种测量非线性折射率的简单方法, 称作 Z 扫描方法<sup>[6]</sup>。它是测量一聚焦光束通过一处于距焦点不同位置的非线性介质的透过率的变化, 不需复杂的计算, 即可以得到介

质的非线性折射率及其符号。对于样品具有饱和和吸收、反饱和和吸收和双光子吸收等非线性吸收情形, 利用此方法可以将非线性吸收系数和非线性折射率分离开, 也可以同时测量非线性折射率的实部和虚部, 而常用的四波混频方法是不可能做到的。下面我们将给出 Z 扫描方法的一般定性描述和简单理论分析, 并给出某些实际测量结果。

### 一、Z 扫描的一般描述

图 1(a) 是 Z 扫描的原理图。一高斯激光束经凸透镜会聚后传播至远场带有一小孔的屏,

1) 国家自然科学基金资助项目

被测量的非线性介质放置于焦点附近,在透镜前放置一分束器 BS,分别测量出由分束器分出的光辐射为  $D_1$ ,经小孔后的辐射为  $D_2$ .定义  $D_2/D_1$  为  $Z$  扫描归一化透过率.如果非线性介质在焦点附近沿传播方向 ( $z$  方向) 前后移动,则由于介质的非线性作用,将引起光束的发散或会聚,从而使透过小孔的辐射改变,通过测量透过率  $D_2/D_1$  与样品移动位置 ( $z$ ) 的关系,可以很容易得到介质的非线性折射率.

为了更明确起见,假设非线性介质的非线性折射率是正的,样品的厚度比聚焦光束的衍射长度短(薄介质),这样,非线性介质可以看作一个焦距可变的薄透镜.当样品从远离焦点的左边 ( $-z$  方向) 向焦点移动时,开始由于样品远离焦点,光束辐射强度较低,样品的非线性折射率改变可以忽略,此时透过率  $D_2/D_1$  保持一常数.当样品接近焦点时,辐射强度增加,由于样品的非线性光学作用,样品将变成一聚焦透镜,此时透过样品的光束更会聚,焦点向  $-z$  方向移动,传至远场处的小孔屏将会变得更发散,透过率  $D_2/D_1$  变小;当样品继续向焦点移动,经过焦点向远离焦点方向 ( $+z$  方向) 移动时,此时光束经焦点后将进一步被会聚,使光束变窄,因而  $D_2/D_1$  变大;如果样品进一步远离焦点,由于光束辐射至样品的强度变小,样品的非线性作用可以忽略,此时透过率重新变成一常数,正如一薄透镜那样,在焦点处光束的畸变最小.因此,当样品由远离焦点的  $-z$  方向向焦点移动,经焦点向远离焦点的  $+z$  方向移动时,对非线性折射率的样品而言,其透过率  $D_2/D_1$  将随  $z$  的改变而由一常数变至一最小值(称谷点),经焦点 ( $z=0$ ) 跃变至透过率极大值(峰点),再回到一常数,如图 1(b) 所示.如果样品的非线性折射率是负的,则透过率的变化与上面分析的相反,即由峰点经焦点变至谷点.

上面的分析仅是对介质是纯折射率变化的情况,如果样品有非线性吸收的情况,它将抑制峰点(对吸收增加情况)或谷点(对吸收减小情况).此时,如果我们将远场处的小孔屏移去(称开孔情况)使通过样品的光束全部进入接收

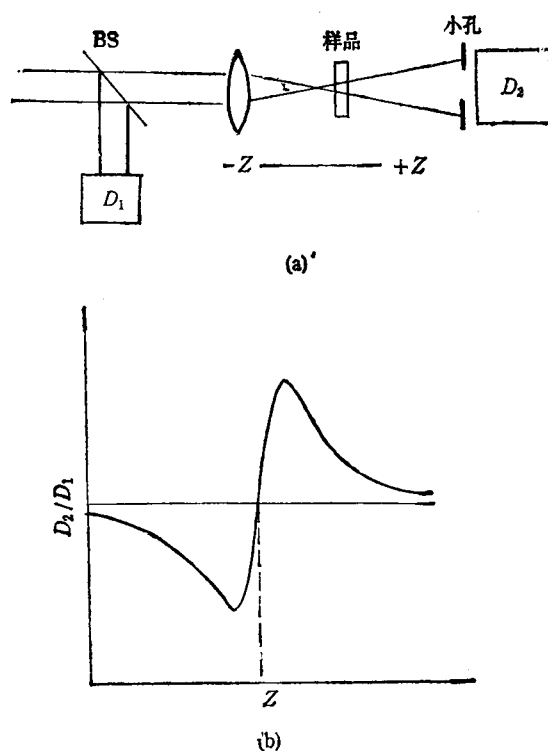


图 1

(a)  $Z$  扫描实验装置简图; (b)  $D_2/D_1$  与扫描位置  $z$  的关系 ( $n_2 > 0$  情形)

器  $D_2$ , 则  $Z$  扫描方法对非线性吸收同样是灵敏的.下面我们将指出,通过测量在远场具有小孔屏和开孔的  $Z$  扫描曲线,可以将介质非线性吸收和非线性折射率分离开.

## 二、简单理论分析

考虑三阶非线性光学效应,此时介质在光场作用下产生的总折射率为

$$n = n_0 + \frac{1}{2} n_2 |E|^2 = n_0 + \gamma I, \quad (1)$$

式中  $n_0$  为线性折射率,  $n_2$  (esu) 和  $\gamma$  ( $\text{m}^2/\text{W}$ ) 是 esu 和 MKS 单位制下的非线性折射率,  $E$  为入射光场振幅 (esu),  $I$  为辐射强度 (MKS),  $n_2$  和  $\gamma$  的变换关系是

$$n_2(\text{esu}) = (cn_0/40\pi)\gamma, \quad (2)$$

其中  $C$  (m/s) 为真空中的光速.

现设一单模 ( $TEM_{00}$ ) 高斯光束沿  $+z$  方

向传播, 则其光场可以写成

$$E(z, r, t) = E_0(t) \frac{W_0}{W(z)} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{W^2(z)} - \frac{ikr^2}{2R(z)}\right) e^{-i\phi(z, t)}, \quad (3)$$

式中  $W^2(z) = W_0^2[1 + (z/z_0)^2]$  为光束半径,  $R(z) = z[1 + (z/z_0)^2]$  为  $z$  处的光束曲率半径,  $z_0 = kW_0^2/2$  为共焦参数,  $W_0$  为光束腰半径,  $E_0(t)$  为焦点处含时间的光场,  $\phi(z, t)$  为波面位相因子。

样品的厚度  $L$  足够小, 以致于在样品内由于衍射或折射率改变对光束直径的改变无影响, 此时应满足  $L \ll z_0$ , 称作薄样品近似, 这在通常情形下是都能满足的。在这样的近似下, 光束通过样品时由于折射率的改变而使波面位相变化为<sup>[6]</sup>

$$\Delta\phi(z, r, t) = \Delta\phi_0(z, t) \exp\left(-\frac{2r^2}{W^2(z)}\right), \quad (4a)$$

$$\Delta\phi_0(z, t) = \frac{\Delta\phi_0(t)}{1 + z^2/z_0^2}, \quad (4b)$$

$\Delta\phi_0(t)$  是波面在轴上焦点处 ( $z = 0$ ) 的位相变化,

$$\Delta\phi_0(t) = k\Delta n_0(t)L_{\text{eff}}, \quad (5)$$

其中  $L_{\text{eff}} = (1 - e^{-\alpha_0 L})/\alpha_0$ ,  $\alpha_0$  为线性吸收系数, 而  $\Delta n_0(t) = \gamma I_0(t)$ ,  $I_0(t)$  是在焦点处光轴上的光强。这样, 在样品出射平面处的复光场可以写成

$$E_s(z, r, t) = E(z, r, t) e^{-\alpha_0 L/2} e^{i\Delta\phi(z, r, t)}. \quad (6)$$

对(6)式中  $e^{i\Delta\phi(z, r, t)}$  进行泰勒展开, 利用惠更斯原理, 最终可以求得在远场处小孔屏上的场分布为

$$E_s(r, t) = E(z, r = 0, t) e^{-\alpha_0 L/2} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \frac{[i\Delta\phi_0(z, t)]^m}{m!} \cdot \frac{W_{m0}}{W_m} \times \exp\left(-\frac{r^2}{W_m^2} - \frac{ikr^2}{2k_m} + i\theta_m\right). \quad (7)$$

通过光屏小孔的场只需把上述光场对小孔半径积分即可得到

$$P_T[\Delta\phi_0(t)] = c\epsilon_0 n_0 \pi \int_0^{r_0} |E_s(r, t)|^2 r dr. \quad (8)$$

定义归一化的  $Z$  扫描透过率

$$T(z) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} P_T(\Delta\phi_0(t)) dt}{S \int_{-\infty}^{\infty} P_i(t) dt}, \quad (9)$$

其中  $P_i(t) = \pi W_0^2 I(t)/2$ ,  $S = 1 - \exp(-2r_s^2/W_0^2)$ ,  $W_s$  为屏上光斑半径。图 2 是当  $\Delta\phi_0 = \pm 0.25$  和  $S = 0.01$  时用(9)式进行数值计算的结果, 可以看到, 随着样品沿  $-z \rightarrow +z$  的移动, 透过率出现谷-峰(正折射率的改变)和峰-谷(负折射率改变)的对称图形。严格的理论计算表明, 上述图形与所用波长和实验几何形状无关, 只要小孔屏的远场条件( $d \gg z_0$ )得到满足即可。

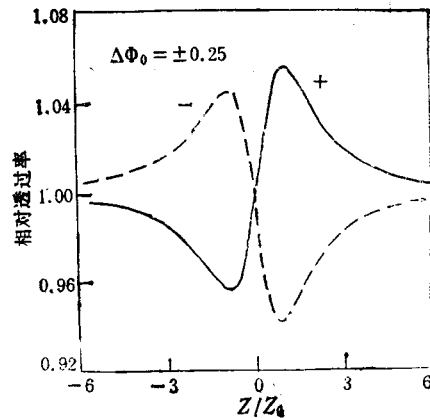


图 2  $Z$  扫描理论计算结果  
[设波面畸变  $\Delta\phi_0 = \pm 0.25$ , 在小孔情形下 ( $S = 0.02$ ) 的结果]

图 3 是  $\text{CS}_2$  溶液在光场作用下由于分子取向的光克尔效应引起的自聚焦的  $Z$  扫描的实验结果。实验中样品厚 1mm, 作用光场是锁模 YAG 激光的二次谐波 ( $\lambda = 532\text{nm}$ )。对图中实验点用(9)式进行数值拟合, 得到  $\text{CS}_2$  光克尔非线性折射率的值为  $n_2 = (1.3 \pm 0.3) \times 10^{-14} \text{esu}$ 。

严格的理论计算表明, 在实际测量中, 无需对  $Z$  扫描曲线进行数值拟合, 只需得到  $Z$  扫描透过率峰谷的变化值  $\Delta T_{p-v}$ , 即可求出  $\Delta n_0$ , 对  $S \approx 0$  情形,

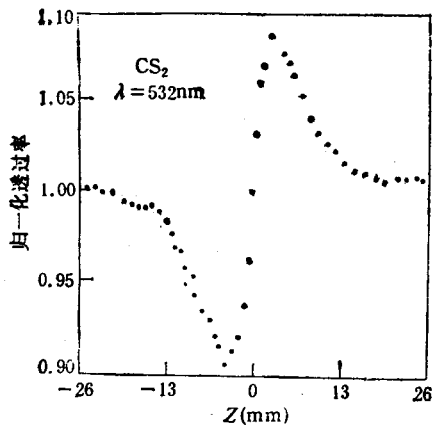


图3 CS<sub>2</sub> 溶液的 Z 扫描实验结果  
(激光波长  $\lambda = 532\text{nm}$  脉冲宽度 27ps 激光功率密度  $2.6\text{GW}/\text{cm}^2$  样品厚度 1mm)

$$\Delta T_{p-v} = 0.406 |\Delta\Phi_0|. \quad (10)$$

对一般孔大小,可以由下述表达式

$$\Delta T_{p-v} = 0.406(1-S)^{0.25} |\Delta\Phi_0| \quad (\text{当 } \Delta\Phi \leq \pi). \quad (11)$$

### 三、非线性吸收的测量

在很多具有大的非线性折射率的材料中,通常都具有明显的非线性吸收,这种非线性吸收可以包括饱和吸收、由激发态吸收引起的反饱和吸收以及双光子吸收等。在开孔 ( $S = 1$ ) 的 Z 扫描测量中, Z 扫描曲线对非线性折射率的变化是不灵敏的,因为此时测量的是通过样品的全部光通量,与光束的发散性无关,此时 Z 扫描曲线相对于焦点 ( $z = 0$ ) 是对称的。在  $z = 0$  这点,对饱和吸收样品,其透过率最大;而对反饱和吸收或双光子吸收情形,透过率达到最小。非线性吸收可以通过在开孔情形下的 Z 扫描曲线得到。

对具有非线性吸收材料,样品的吸收系数可以表示成

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \Delta\alpha I, \quad (12)$$

式中  $\alpha_0$  为线性吸收系数,  $\Delta\alpha I$  是由于在光强的作用下吸收系数的改变,  $\Delta\alpha$  与光强的关系由非线性吸收的类型而定。这样,在通过样品后输出的光强可以表示成<sup>[7]</sup>

$$I_{\text{trans}}(z, r, t) = \frac{I(z, r, t) \exp(-\alpha_0 L)}{1 + q(z, r, t)}, \quad (13)$$

式中  $q(z, r, t) = \Delta\alpha I(z, r, t) L_{\text{eff}}$ ,  $L_{\text{eff}}$  与(5)式中的含意相同,称为样品有效厚度。开孔情况下的归一化透过率 Z 扫描曲线可以表示成<sup>[6]</sup>

$$T(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-q_0)^m}{(m+1)^{3/2}} \quad (\text{当 } q_0 < 1)$$

$$q_0(z, t) = \Delta\alpha I_0(t) L_{\text{eff}} \frac{1}{1 + (z/z_0)^2}, \quad (14)$$

$I_0(t)$  是  $z = 0$  处光轴上的瞬态光强。

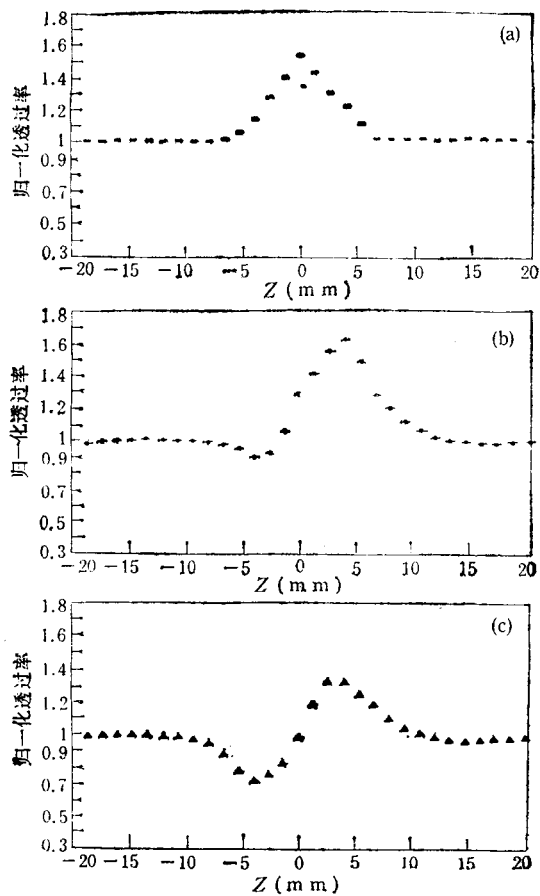


图4 曙红染料在饱和吸收下的 Z 扫描实验曲线  
(实验条件:  $\lambda = 532\text{nm}$ , 脉宽为 140ps, 功率密度为  $0.4\text{GW}/\text{cm}^2$ )

(a) 开孔情形; (b) 小孔情形 ( $S = 0.2$ ); (c) 图 (b)/图(a)处理后,纯折射率 Z 扫描曲线

图4 是我们对曙红染料薄膜在 532nm 处的非线性透过率进行测量得到的 Z 扫描曲线,实验用的光源为锁模 YAG 激光的二次谐波,

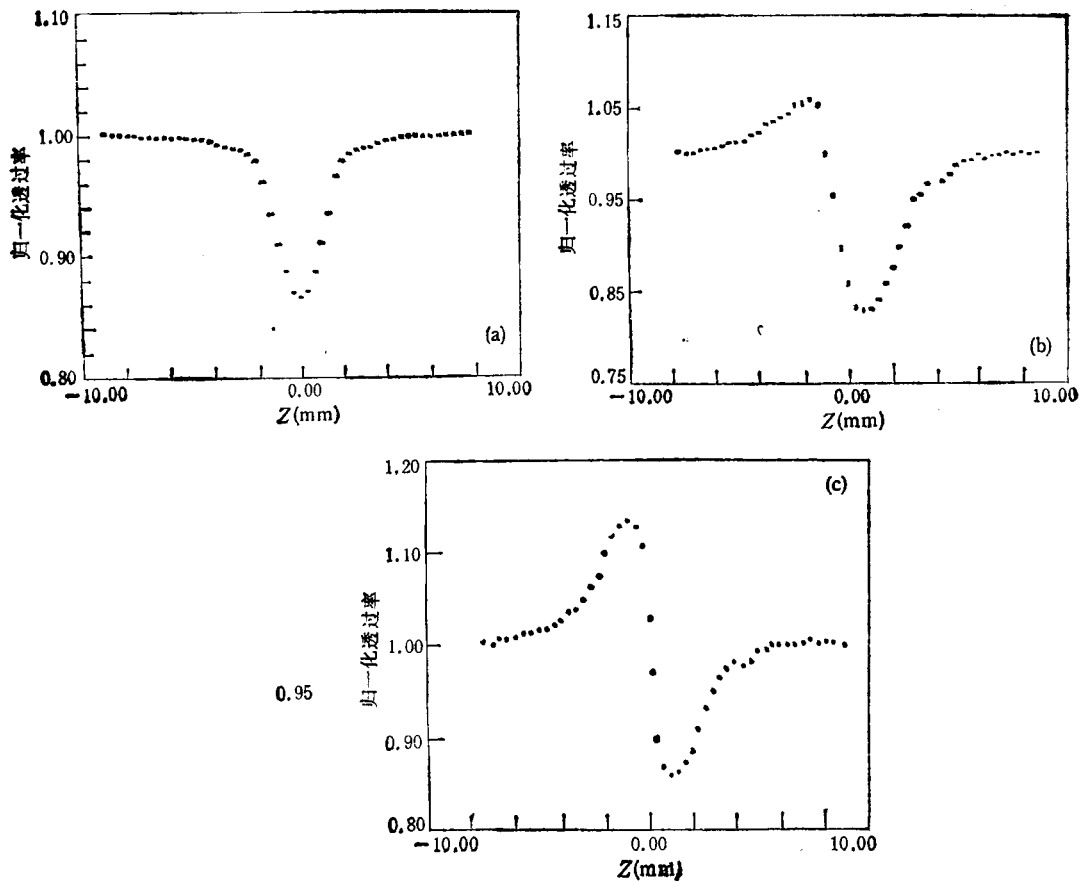


图 5

脉冲宽度为 140ps, 入射的能量密度是  $0.4\text{GW}/\text{cm}^2$ . 曙红染料由于具有一长寿命的三重态, 它具有低的饱和吸收强度。图 4(a) 是开孔时 ( $S=1$ ) 的  $Z$  扫描曲线, 其归一化透过率曲线是在  $z=0$  处对称的。图 4(b) 是在小孔 ( $S=0.2$ ) 情况下的  $Z$  扫描曲线。由图可以看到, 它与  $\text{CS}_2$  溶液由纯折射率变化的  $Z$  扫描曲线(图 3) 明显不同, 在这里由于饱和吸收增强了非线性透过率, 从而使曲线的谷被抑制了。我们只需将图 4(b) 的曲线除以开孔时的  $Z$  扫描曲线图 4(a), 就可以将非线性折射率的变化从透过率曲线中分离出来[如图 4(c) 所示]。由图 4(c) 可以看到, 曙红染料在  $532\text{nm}$  波长处具有正的非线性折射率的变化(自聚焦), 对曲线进行数值拟合可以得到非线性折射率  $n_2 = 2 \times 10^{-9}\text{esu}$

图 5 是对  $\text{C}_{60}$  甲苯溶液的  $Z$  扫描测量结果。 $\text{C}_{60}$  是具有由于激发态吸收引起的反饱和吸

收<sup>[8]</sup>。图 5(a) 是开孔情形, 其归一化透过率  $Z$  扫描曲线明显地显示出随光强增加而透过率减小的反饱和和吸收现象。当  $z=0$  时, 其透过率为最小值。图 5(b) 是小孔 ( $S=0.2$ ) 下的归一化透过率  $Z$  扫描曲线, 从该图可以明显地看到其透过率峰被抑止, 而谷被增强。图 5(c) 是经过分离后的非线性折射率的透过率曲线, 由该图可以看到, 在  $532\text{nm}$  波长处  $\text{C}_{60}$  的非线性折射率是负的, 也即具有有散焦作用。

$Z$  扫描方法是灵敏的非线性折射率测量方法。利用本文讨论的方法, 可以不通过复杂的数值拟合, 就可以直接得到非线性折射率的数值和符号。在存在有非线性吸收的情形下, 可以同时测量出非线性吸收和非线性折射率, 这是非线性光学材料研究中很有价值的测量方法。

- [1] M. J. Weber et al., *Opt. Eng.*, 17(1978), 463.  
 [2] S. F. Friberg et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-23(1987), 2089.  
 [3] P. Yech, *J. Opt. Soc. Am. B*, 3(1986), 747.  
 [4] A. Owyong, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9(1973), 1064.  
 [5] W. E. Williams et al., *Opt. Commun.*, 50(1984), 256.  
 [6] M. Sheik-Banae et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-26(1990), 760.  
 [7] L. Yang et al., *Opt. Lett.*, 17(1992), 323.  
 [8] Han Li, Haosheng Fei, Conference on Lasers and Electron-Optics Optical Society of America, (1993), 75.

## 生命科学中的物理问题讲座

### 第三讲 神经科学与现代物理学<sup>1)</sup>

陈 惟 昌

(中日友好临床医学研究所生物物理研究室, 北京 100029)

神经系统是结构和功能极其复杂的生命信息处理系统。对神经系统的深入研究, 将为最终解决意识与思维之谜, 开辟前进的道路。但是神经科学的发展, 一刻也离不开现代物理学的理论与方法的先导和支持。从生物物理学的角度出发, 着重介绍生物神经网络的构成与运行特征, 并进一步探讨将现代物理学中的某些理论和方法, 应用于神经科学研究的可能性。

**关键词** 生物神经网络, 神经信息双重编码, 高维信息编码空间, 分形与分维, 正电子断层图

#### Abstract

Neural system is the most complex system in structure and function for the processing of information in life science. The investigation of the neural system is very important for the understanding of the secret of human mind and intelligence. The development of neuroscience needs the guide and support of ideas and theories from modern physics. In this paper we introduce the characteristics of the structure and function of the biological neural network. The possibilities of the application of some theories and methods of modern physics to the research of the neuroscience are also discussed.

**Key words** biological neural network, dual coding theory of the neural information, multi-dimensional space of information coding, fractals and fractal dimension, positron emission tomography

在自然科学的研究领域中有四大疑难问题, 亦可称之为四大谜, 即: (1)物质结构之谜; (2)宇宙起源之谜; (3)生命过程之谜; (4)思维本质之谜。

物质结构和宇宙起源问题属于物理科学的研究范畴, 而生命过程与思维本质的研究则属于生命科学的范畴。20世纪是物理科学取得辉煌成就的世纪。在微观和宇宙观方面, 人们对物质结构和宇宙起源的认识, 比起上一世纪,

已取得飞跃的进展。科学家预言, 21世纪将是生命科学的世纪。不同领域的科学家将共同努力, 为解决生命过程之谜和思维本质之谜开展协作研究。

从历史上看, 生命科学的发展一直依赖于物理科学的进步。现代物理学中的新概念、新理论和新方法对生命科学的研究, 对揭示生命复杂过程的机制, 起着关键性的先导和启示作用。

1) 国家自然科学基金重点资助项目。