

超辐射的研究概况

顾 樵

(西北大学物理系)

摘 要

超辐射研究是当前量子光学发展前沿中一个非常活跃的领域。本文在简要阐述超辐射基本概念的基础上,重点介绍它的最新进展和应用前景。

超辐射是一个包含经典和量子双重效应的瞬态光学过程,其微观特征是偶极子排列有序化,宏观表现是辐射强度正比于原子数的平方。超辐射在一定条件下可以诱导量子拍频、喇曼散射、双色输出、混沌发射、光子反聚束、压缩态等一系列非线性效应。这些效应可望在高分辨率光谱学、超辐射的调谐输出、光子简并度的提高、量子噪声的压缩等技术领域获得广泛的应用。

超辐射 (superradiance, 缩写为 SR) 是多原子(或分子)系统的集体自发辐射。它是一种瞬态相干的非线性效应。它的研究具有深刻的理论意义和明确的应用前景,因而一直是量子光学发展前沿中一个非常引人注目的课题。本文对它的基本特征、理论和实验研究以及应用前景作一简要的介绍。

一、基本特征

众所周知,在普通的荧光实验中,原子系统最初处于高能态,在衰变过程中,样品中的原子各自独立地与辐射场相互作用。辐射场在空间是各向同性的,在时间上是指数衰减的。衰减常数可以用单原子的寿命 τ_{sp} 来表征,辐射强度与原子数 N 成正比[见图 1(a)]。

这些特征一般是在稀薄的原子蒸气中进行观察的。如果原子的密度增大,以致辐射数目足够多,情况就大不一样。这时处于激发态的原子系统呈现爆炸式的集体自发辐射,其特点是强度极大(与 N^2 成正比),衰变极快(为 τ_{sp}/N 的量级),并在一个特定的方向(依赖于样品的形状)占优势[见图 1(b)]。这就是所谓超辐射(或超荧光)^[1]。

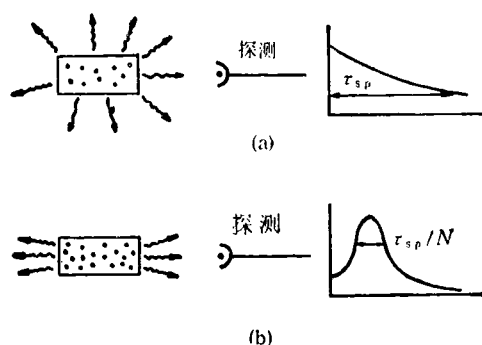


图 1 普通荧光与超辐射的比较

产生超辐射的根本原因是不同原子的偶极子排列有序化。在原子完全反转的初始时刻,偶极子排列是完全无序的。发射开始后,真空电磁场的量子起伏作用于独立的原子,使完全无序的偶极子系统发生对称破缺的现象,并进一步演化成有序排列。当偶极子的有序化程度最高时,辐射强度出现峰值。整个超辐射过程可以分成三个阶段:(1)初始原子系统完全反转,呈现普通的自发辐射,强度与 N 成正比;(2)偶极子趋于有序化,这是一个纯量子过程,因为系统的演化起始于真空场的量子噪声;(3)有序化的偶极子产生相干辐射。这是一个经典过程,在本质上与经典天线辐射电磁波没有区别。

超辐射的另一个特点是辐射场在增益介质

中的非线性传播行为. 辐射场在传播过程中, 介质中位于 z_0 位置的一个激发态原子, 在发射出光子并回到基态后, 可能会吸收由小于 z_0 的位置上传播过来的光子而二次激发. 这个原子跃迁时发射的光子又可能去激发大于 z_0 位置的、已回到基态的原子, 而且 z_0 位置的原子还可能被多次激发. 这样, 输出波形就会出现衰减的脉冲序列. 这就是所谓振铃 (ringings) 效应. 振铃效应对偶极子的有序化影响很大. 消除它的必要条件是缩短样品长度 L . 如果 L 足够小, 以致于样品末端的原子被首次激发后尚未回到基态时, 它前面所有的光子已经离开了样品, 这样就不会出现多次激发. 可以引入一参量 L_c . 我们把它定义为所有原子不出现二次激发情况下样品的最大长度, 并称之为合作长度^[2]. 消除振铃效应的必要条件是样品的实际长度小于合作长度, 即

$$L < L_c. \quad (1)$$

二、一个简单的例子

为了直观地理解超辐射的辐射强度和衰变时间, 先介绍一个最简单的例子——两个二能级原子的单模超辐射^[3]. 这时系统的哈密顿量为

$$H = \hbar\omega a^\dagger a + \frac{1}{2} \hbar\omega_0 (\sigma_{z1} + \sigma_{z2}) + H_1, \quad (2)$$

其中

$$H_1 = \hbar g [(\sigma_1^- + \sigma_2^-) a^\dagger + (\sigma_1^+ + \sigma_2^+) a], \quad (3)$$

这里 a 和 a^\dagger 分别是单模场的湮灭和产生算子. σ_{zj} 和 $\sigma_j^\pm (j=1, 2)$ 分别是第 j 个原子的反转算子和能级升、降算子. ω 和 ω_0 分别是场和原子的频率, g 是耦合常数, \hbar 是普朗克常数.

H 有四个本征态, 其中三个是对称的, 即

$$|0\rangle = |bb2\rangle, \quad (4)$$

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|ab1\rangle + |ba1\rangle), \quad (5)$$

$$|2\rangle = |aa0\rangle; \quad (6)$$

一个是反对称的, 即

$$|1'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|ab1\rangle - |ba1\rangle), \quad (7)$$

这里 $|a\rangle, |b\rangle$ 分别表示原子的高、低能级. $|n\rangle (n=0, 1, 2)$ 表示有 n 个光子. 考察 (4), (5), (6), (7) 式中四个本征态所构成的全部跃迁矩阵元, 发现除

$$\langle 2|H_1|1\rangle = \langle 1|H_1|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

外, 其余的均为零 (见图 2).

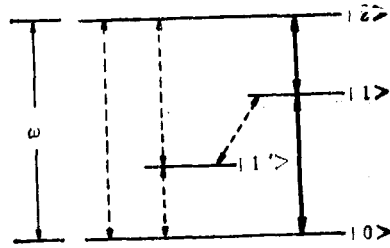


图 2 二原子超辐射系统的本征能级

(其中实线表示允许跃迁, 虚线表示禁戒跃迁)

在初始时刻, 原子完全反转, 场是空的, 系统处于 $|2\rangle$ 态. 在以后的时刻, 系统是按照 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |0\rangle$ 的途径跃迁的, 而且每一步的跃迁几率都为 1. 这样从 $|2\rangle$ 最终到 $|0\rangle$ 的辐射率为 $2/\tau_{sp}$, 衰变时间为

$$\tau_R = \tau_{sp}/2. \quad (8)$$

从而辐射强度为

$$I = 2\hbar\omega/(\tau_{sp}/2) = 4\hbar\omega/\tau_{sp}. \quad (9)$$

(8) 式和 (9) 式可以说明超辐射的基本特征: 衰变时间与原子数成反比, 辐射强度与原子数的平方成正比. 上面这个例子不难推广到 N 原子的情形^[4].

三、超辐射的理论研究

1954 年, Dicke 从理论上预言了超辐射现象的存在^[5]. 但是他所处理的原子系统的空间尺度限制在一个波长的范围内. 1972 年, Eberly 从理论上解除了这个限制, 在此限制之外的样品也得到了同样的结论^[6]. 在这以后的十几年来, 超辐射的理论研究日趋深入而简明. 除了 Dicke 所采用的角动量理论和 Eberly 采用的量子理论外, 还相继出现了 Feld 的半经典理论^[3] 和 Bonifacio 的平均场理论^[2]. 用 Maxwell-Bloch 方程对超辐射的描述显得非常简

明⁷⁾。甚至用偶极子振荡这样纯经典的模型也可以对超辐射的演化进行相当好的描述⁸⁾。下面重点介绍超辐射的 Maxwell-Bloch 方程描述。

描述辐射与物质相互作用的 Maxwell-Bloch 方程为⁹⁻¹⁰⁾

$$\dot{R}_1 = -\Delta R_1 - \frac{R_1}{T_2}, \quad (10)$$

$$\dot{R}_2 = \Delta R_1 - \frac{R_2}{T_2} + \frac{\mu}{\hbar} \mathcal{E} R_3, \quad (11)$$

$$\dot{R}_3 = -\frac{R_3 - n}{T_1} - \frac{\mu}{\hbar} \mathcal{E} R_2, \quad (12)$$

$$c \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} + \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} + \frac{\sigma}{2\epsilon} \mathcal{E} = \frac{Q\mu}{2\epsilon} R_2, \quad (13)$$

其中 $\{R_1, R_2, R_3\}$ 是 Bloch 矢量, \mathcal{E} 是场包络, μ 是原子的偶极矩矩阵元, n 是原子密度, T_1, T_2 是原子的纵、横弛豫时间, c, ϵ, σ 分别是介质中的光速、介电常数和电导率, Q 是场的圆频率, Δ 是场与原子的失谐量。超辐射的衰变时间与 T_1, T_2 相比是很小的, 因而 $\frac{1}{T_1}, \frac{1}{T_2} \rightarrow 0$ 。忽略各种损耗(即 $\sigma \rightarrow 0$), 并考虑近共振情况(即 $\Delta \approx 0$), 这样(10), (11), (12), (13)式可以化成下面的 Sine-Gordon 方程:

$$x \frac{d^2\theta}{dx^2} + \frac{d\theta}{dx} = \sin\theta, \quad (14)$$

式中

$$\theta = \int_{-\infty}^t \frac{\mu}{\hbar} \mathcal{E} dt \quad (15)$$

是 Bloch 摆角, 而

$$x = \frac{1}{\tau_c^2} \left(t - \frac{z}{c} \right) \frac{z}{c}, \quad (16)$$

$$\tau_c = (2\epsilon\hbar/Q\mu^2n)^{1/2}. \quad (17)$$

对(14)式进行数值计算, 得到样品末端的波形(如图3所示)。由此可见, 在一般情况下, 振铃效应是存在的。为了消除这一效应, 按照(1)式给出的条件缩短样品长度, 并增大阻尼, 使

$$\frac{d\theta}{dx} \gg x \frac{d^2\theta}{dx^2}. \quad (18)$$

这时在样品末端, (14)式可约化为

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{1}{\tau_R} \sin\theta, \quad (19)$$

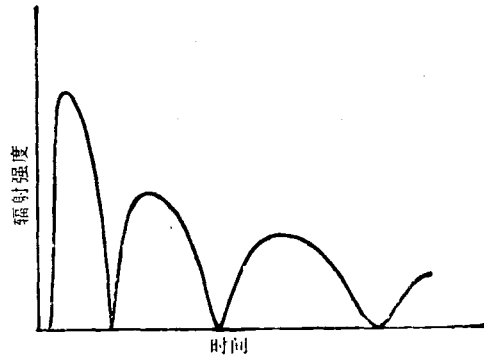


图3 振荡超辐射的波形

式中 $\tau_R = \tau_c^2/c/L$ 是超辐射的衰变时间。

对(19)式积分, 并利用 θ 角初始起伏的量子结果¹¹⁾

$$\theta(0) = \frac{2}{\sqrt{N}}, \quad (20)$$

可以得到辐射强度的表达式为

$$I(t) = \left(\frac{\hbar}{\mu\tau_R} \right)^2 \text{sech}^2 \left(\frac{t - \tau_D}{\tau_R} \right), \quad (21)$$

其中

$$\tau_D = \tau_R \ln \sqrt{N}. \quad (22)$$

按(21)式作出的波形曲线如图4所示。由以上结果不难得出 $I(t) \propto N^2$, $\tau_R \propto N^{-1}$ 的基本特征, 并可以进一步得到产生单脉冲超辐射的充分条件¹²⁾:

$$\frac{1}{\alpha} \ll L < L_c, \quad (23)$$

$$\frac{1}{\lambda^2 L} \ll n \ll \frac{1}{\lambda^3}, \quad (24)$$

$$\tau_E < \tau_c < \tau_R < \tau_D < T_1, T_2, T_2^*, \quad (25)$$

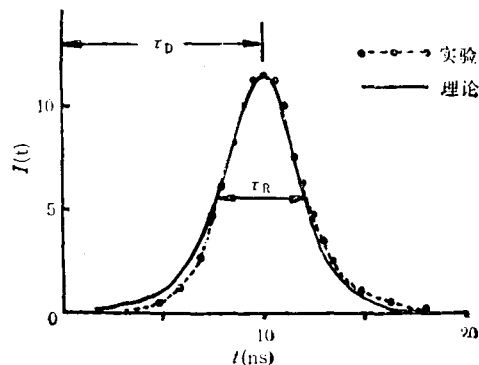


图4 单脉冲超辐射的波形

$$\tau_E < \tau_P < \tau_D, \quad (26)$$

其中 α 为介质的单程增益, λ 为超辐射波长, τ_P 为泵浦脉冲宽度, $\tau_E = L/c$ 是光子在样品中的传播时间, T^* 是非均匀展宽介质的横弛豫时间。

四、超辐射中的非线性效应

超辐射作为一个瞬态相干的非线性效应,包含着十分丰富的物理内容。最近几年的研究表明,当一定的初始条件被满足时,超辐射在衰变过程中可以引发出许多非线性效应^[12],如量子拍^[13-16]、喇曼超辐射^[17]、双色超辐射^[18]、混沌现象^[19]、反聚束效应^[20]和压缩效应^[21-25]等。这些效应具有明确的物理含义,而且可能带来新的技术应用。下面简单介绍超辐射的压缩效应^[25]。

按照量子电动力学,超辐射系统的哈密顿量可以表示为

$$H = \hbar\omega a^+ a + \frac{1}{2} \hbar\omega_0 J_z + \hbar g (J^+ a + J^- a^+), \quad (27)$$

其中 J_z , J^\pm 分别是集体原子的反转算子和能级升、降算子。

原子的状态用角动量的本征态 $|\frac{N}{2}, m\rangle$ 表示,其中 m 表示粒子数反转的一半,它的取值为 $m = 0, \pm 1, \dots, \pm \frac{N}{2}$ 。如果考虑一种特殊的初态,即原子完全反转,场为相干态,

$$|\Phi(0)\rangle = \left| \frac{N}{2}, \frac{N}{2}, \alpha \right\rangle, \quad (28)$$

则任意 t 时刻系统的状态为

$$|\Phi(t)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} H t} |\Phi(0)\rangle. \quad (29)$$

定义场的两个正交分量为

$$x = a^+ + a, \\ p = i(a^+ - a).$$

容易算出它们在 $|\Phi(t)\rangle$ 态中的方差为

$$\begin{pmatrix} \langle \Delta x(t) \rangle^2 \\ \langle \Delta p(t) \rangle^2 \end{pmatrix} = 1 \pm 2 \operatorname{Re} \langle a^+ a^+ \rangle + 2 \langle a^+ a \rangle - 4 \begin{pmatrix} \operatorname{Re} \langle a^+ \rangle \\ \operatorname{Im} \langle a^+ \rangle \end{pmatrix}^2. \quad (30)$$

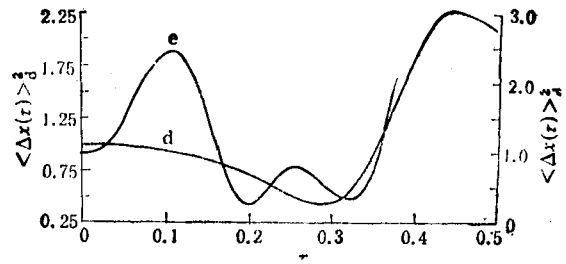


图5 超辐射的压缩曲线

(e, d 分别对应原子最初完全反转和完全不反转)

利用数值计算,可得到方差随 $\tau \equiv g t$ 变化的曲线(如图5所示)。由此可见,在初始完全反转和完全不反转两种情况下,都存在着压缩效应[即 $\langle \Delta x(t) \rangle^2 < 1$]

五、实验

1973年, Feld等人首次在 HF 气体中观察到了振荡型超辐射^[1]。1977年, Gibbs等人采用 Cs 原子束成功地实现了单脉冲超辐射^[11]。在此后十年中,已在亚毫米、远红外、红外和可见光等很宽的波段范围内观察到了这个现象^[1]。国内也开始了实验研究,这里介绍 Gibbs 的实验。

Cs 原子束实验恰好满足(23)至(26)式的条件。实验装置如图6所示。采用(被 N_2 激光泵浦的)染料激光作泵浦源,其波长为 455nm,脉宽 2ns,频宽 500MHz,峰值功率约 10kw/cm²。激发在 $6S_{1/2} \rightarrow 7P_{3/2}$ 能级之间进行,衰变在 $7P_{3/2} \rightarrow 7S_{1/2}$ 的超精细结构之间发生。产生波长为 2.9 μ m 的单脉冲超辐射(见图7),波形与(21)式符合很好。

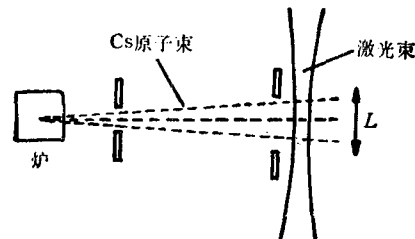


图6 Cs 原子束超辐射实验示意图

目前超辐射中非线性效应的实验研究工作尚未全面展开。至今只观察到 H₂ 的喇曼超辐

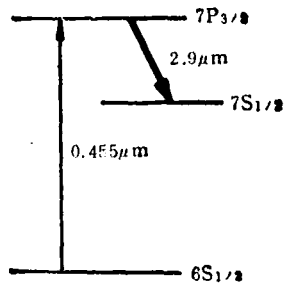


图7 Cs 原子束超辐射的能级图

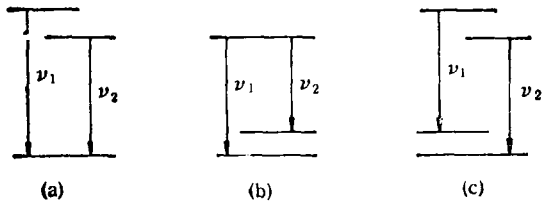


图8 产生超辐射拍的V型、A型和混合型系统

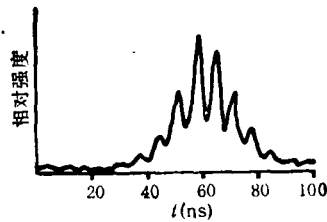


图9 超辐射拍的波形

射^[27]、色心材料的双色超辐射^[26]以及碱金属蒸气的超辐射拍^[11,27]。下面简单介绍超辐射拍的实验。

如果对原子系统采用非相干激励,则原子最初可能布居在两个靠近的高能态上[见图8(c)],随后各自独立地衰变到低能态上。衰变中频率为 ν_1 和 ν_2 的二辐射源发生瞬态相干作用,就会出现拍的现象^[15]。超辐射拍还可以发生在V型和A型系统中[见图8(a)和(b)]。

Ryschka 等人在 Cs 原子的 $5^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ 的超精细结构的跃迁中观察到了超辐射拍的波形(图9)。

超辐射拍的理论研究表明,拍波谷是等间隔的^[14,16](将此间隔记为 t_c),而 t_c 的倒数给出频差,即

$$|\nu_1 - \nu_2| = \frac{1}{t_c} \quad (31)$$

由图9测得 $t_c = 7.0\text{ns}$,由(31)式算得 $|\nu_1 - \nu_2| = 143\text{MHz}$ 。它与实验给出的 147MHz 的频差符合很好。

六、应用前景

激光研究中的一个重要目标是发展X射线的相干辐射。它的诞生将对生物学、物理学、化学和材料科学产生革命性的影响。但利用受激辐射产生X射线激光有几个内在的困难:(1)由 $A/B \propto 1/\lambda^3$ (其中 A, B 分别是原子的自发辐射与受激辐射几率)可知,受激辐射几率在短波区域迅速减小;(2)缺乏合适的谐振腔材料;(3)激光上能级寿命太短。因而实现受激辐射型的X射线激光至今只有一、两例^[28]。

利用超辐射实现X射线相干辐射是一种很有希望的途径^[29]。超辐射除了具有强度大、脉宽窄的优点外,而且在短波区域具有更大的辐射几率。它不需要谐振腔,回避了谐振腔材料的困难;而且在超辐射时,上能级寿命短反而会增加辐射率。因此,受激辐射型X射线激光的困难对于超辐射型X射线激光来说,恰好变成了优点。现以最早被建议作为X射线激光器的工作物质钠的 L_α 谱线($\lambda = 37.2\text{nm}$)为例,来估计实现超辐射型X射线激光器的可能性。在这种系统中,钠蒸汽的压强为 0.02Torr , $\tau_{sp} = 4 \times 10^{-10}\text{s}$, $T_1^* = 0.17 \times 10^{-10}\text{s}$,吸收长度 $l_a = 9.3 \times 10^4\text{cm}$,则在长度 $l < cT_1^* = 0.5\text{cm}$ 的工作物质中,满足超辐射型X射线激光器的判据^[30]。如以光子能量为 $\hbar\omega = 50\text{eV}$ 的脉冲进行泵浦,并假设工作物质吸收其能量的 0.3% ,则要求泵浦功率为 $4000\text{MW}/\text{cm}^2$ 。

另外,超辐射中的一些非线性效应也有明确的应用前景。例如超辐射拍可以用于高分辨率光谱学;喇曼超辐射及双色超辐射可能用于超辐射的调谐输出;而利用超辐射中的反聚束和压缩效应,则可望提供光子简并度极高、量子噪声极低的超辐射源。这些技术的实现将使超辐射的研究获得更加广泛的应用。

- [1] M. Gross et al., *Phys. Rep.*, **93**(1982), 301.
- [2] R. Bonifacio et al., *Phys. Rev. A*, **11**(1975), 1507; **12**(1975), 587.
- [3] M. S. Feld et al., *Coherent Nonlinear Optics*, New York, (1980), 1.
- [4] M. 萨普 III 等著, 杨顺华等译, 激光物理学, 科学出版社, (1982), 484.
- [5] R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, **93**(1954), 99.
- [6] J. H. Eberly, *American J. Phys.*, **40**(1972), 1374.
- [7] 顾樵, 中国激光, **13**(1986), 739.
- [8] 顾樵等, 激光杂志, **5**(1984), 113.
- [9] 顾樵, 西北大学学报(自然科学版), **16**(1986), 119.
- [10] 顾樵, 中国激光, **13**(1986), 76.
- [11] R. Bonifacio et al., *Dissipative Systems in Quantum Optics*, Heidelberg, New York (1982), 124.
- [12] 顾樵, 量子电子学, **4**(1987), 107.
- [13] 顾樵, *Bulletin of the AIP*, **30**(1985), 1830.
- [14] 顾樵, in *Second International Conference on Trends in Quantum Electronics*, ed. S. M. Boehm, European Physical society, Bucharest, (1985), 359.
- [15] 顾樵, 中国激光, **14**(1987), 594.
- [16] 顾樵, 西北大学学报(自然科学版), **17**(1987), 86.
- [17] B. C. Пивцов, *ЖЭТФ*, **81**(1981), 468.
- [18] F. Haake et al., *Phys. Rev. A*, **29**(1984), 3208.
- [19] P. M. Milonni et al., *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 966.
- [20] C. T. Lee, *Opt. Comm.* **56**(1985), 136.
- [21] A. Heidmann et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 326.
- [22] 顾樵, in *XV International Conference on Quantum Electronics*, ed. J. W. Quinn, Optical Society of America, Baltimore, (1987), 72.
- [23] 顾樵, 中国激光, **15**(1988), 173.
- [24] 顾樵, 量子电子学, **4**(1987), 181.
- [25] M. Butler et al., *Optica Acta*, **33**(1986), 1.
- [26] R. Florian et al., *Phys. Rev. A*, **29**(1984), 2709.
- [27] M. Ryschka et al., *Phys. Lett.*, **86A** (1981), 98.
- [28] D. C. Matthews, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **29**(1984), 1231.
- [29] J. C. MacGillivray et al., *Appl. Phys. Lett.* **31**(1977), 74.

利弗莫尔实验室获得 X 射线全息图

美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室的科学家们用世界上功率最大的 Nova 激光器获得了 X 射线全息图, 他们希望这一成就将使他们能获得活细胞的高分辨的三维图象。Nova 实验计划领导人 M. Campbell 说, X 射线激光能以很高的分辨率使生物结构成象。这种技术将使他们能获得分辨率优于 50 nm 的图象。

这一成就是利弗莫尔实验室正在进行的激光聚变计划的副产品。为激光聚变计划建造的 Nova 激光器是一个 10 路固体激光器系统, 科学家们使其中的两路激光束聚焦到硒和塑料制成的箔靶上。当激光照射 Se 时, 箔靶爆炸而建立起 10^7K 的高温, 这样的高温是产生 X 射线激光的关键因素, 高温等离子体中高度电离的离子提供了 X 射线的增益。

Campbell 说: “X 射线激光的优点是它的相干性以及它具有比任何其他光源都高的亮度。此外, 它的脉冲宽度很短, 因此我们可以对任何物体, 包括活着的细胞, 作速度极高的高速照相。”由于 X 射线的波长比可见光波长短得多, 因此 X 射线全息图的分辨率比至今为止的全息图的分辨率高得多。

产生 X 射线全息图需要用一块能反射 X 射线的反射镜, 这块镜子是通过在一块高度抛光的熔融硅基片上交替地镀硅和钼的薄层而制成

的, 其平滑度高于所用的 X 射线波长的 $1/10$ 。

激光研究计划中的科学家们计划把他们的研究工作与生物医学科学部的研究工作结合起来, 他们要看一看 X 射线全息照相能否用于研究相互之间有作用的活细胞。正如生物物理学家、细胞物理学组组长 J. Gray 所说: “我们要知道哺乳动物的染色体是如何组织起来的。”

用现有的仪器(如电子显微镜), 人们能区分直径只有 20\AA 的一根根 DNA 20 纤维。利弗莫尔实验室的科学家们也能区分 DNA 缠绕核小体产生的 10nm 的纤维。Gray 说: “我们想要细致地观察这些纤维怎样折叠起来形成染色体和核, X 射线全息照相可能提供这方面的重要信息。但是能否在全息图中看到这些结构还不能确定。” Gray 还指出, X 射线激光可能造成样品损伤的程度也是值得注意的问题。

以前, X 射线全息照相系统由于采用同步加速器 X 射线源, 从而获得了 40nm 的分辨率。但是同步加速器要求 X 射线曝光一小时或更长时间, 在曝光期间内活细胞的运动会使成象变模糊, 因而降低了总的分辨率。用 X 射线激光器, 则可以在 5fs 的时间内建立全息图, 这样便“冻结”了细胞的一切运动。

(朱振和译自 *Lasers & Optronics* 1988 年第 7 卷第 28 页)