



# 量子光学

## ——光学科学的新秀 (II)

L. M. Narducci

(Drexel University)

### 三、超荧光

#### 1. 概述和理论纲要

1954年 Dicke 在他的一篇重要论文<sup>[15]</sup>中指出, 原子合作效应能够在受激原子集合的自发发射动力学中起重要的作用。近十年来, 许多研究人员确认这是一个非常重要的问题; 在这些人当中, Feld 及其合作者首先从实验上识别了这个效应<sup>[16]</sup>; Bonifacio 和 Lugiato<sup>[17]</sup> 给出了理论的框架并讨论了不同状态的存在条件; 而 Gibbs 和 Vrehen<sup>[18]</sup> 完成了第一个旨在明确证明理论预言的仔细的实验分析。

既使现在人们对(超荧光)所有细节的认识并不总是一致的, 而且为弄清某些问题还应当做不少工作, 然而总的图象和主要的结论已经相当好地建立起来了。

在处理自发发射过程时, 依照惯例, 根据辐射原子的几何和密度要区分四种不同类型的现象。

#### (1) 正常荧光

这是熟悉的自发发射过程, 即在大部分稀释的系统经常碰到的情况。原子彼此独立地辐射, 并依仅由其电子组态所决定的寿命而自发地衰变。辐射强度正比于受激原子数  $N$ , 正如放射性核样品的放射性一样。

#### (2) 超荧光 (Bonifacio-Lugiato, 1975)

这种现象起源于来自一扩展(宏观)样品的

合作自发发射。原子的特征是初始极化为零, 并以正常荧光开始自发发射。然而经过一定的延迟, 合作性质自发出现使发射率大为增加。这样一来, 在适当的条件下可以观测到峰值强度正比于原子数平方的光猝发。此脉冲具有大小为  $N^{-1}$  的宽度, 从激发过程终止时起延迟一段时间, 其量级为  $N^{-1} \ln N$ 。

#### (3) 超辐射 (Dicke, 1954)

这一现象起源于存在初始宏观极化的合作发射。这里发射强度也正比于  $N^2$ , 光猝发脉宽的大小也是  $N^{-1}$ 。然而该过程不像超荧光那样是由量子噪声开始的, 而是使人联想到相天线阵列的发射。

#### (4) 超发光 (Trifonov-Zaitsev, 1977)

已知高增益的介质里是沿着最大增益的方向去发展增强的发射的。这在本质上是放大的自发发射, 然而不幸的是许多在这一领域工作的人却一直称之为超荧光。为避免混淆, 已建议超发光这一术语是指高增益介质中的自发发射<sup>[19]</sup>。本文以后将更准确地区分超荧光和超发光。

我们的讨论从 Bonifacio-Lugiato 模型的主要特征开始。把二能级原子的集合置于纵向和横向尺寸分别为  $L$  和  $D$  的体积中(图7)。调整激活体积的尺寸, 使顺射模的非涅尔数 ( $\mathcal{S} = D^2/L\lambda$ ) 是 1 的量级<sup>[20]</sup>, 而把原子激发至完全反转态且宏观极化为零。

在这种几何情形下, 依据原子密度, 理论预

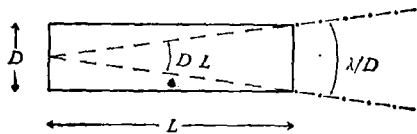


图7 Bonifacio Lugiato 模型中激活体积的几何。调整尺寸使得衍射角  $\lambda/D$  等于角  $D/L$ , 即从激活体积的一端看相对的端面时的张角。在这些条件下顺射模的非涅尔数等于1

言了三种主要的发射模式。

为了仔细区分这些状态,我们必须首先讨论合作长度的概念。很清楚,如果两个原子彼此相距很远,它们的发射过程将独立进行。另一方面,如果原子彼此靠近(例如在小于或等于辐射波长量级的距离上),原子将倾向于作为一个单个的耦合系统而辐射。在这些条件下,事实上甚至不能用光学方法再区分这些原子。当合作效应起主要作用时,计算出辐射过程的特征时间尺度  $\tau_R$  为  $\tau_0/\mu N$  的量级(不包括一个数字因子,它在讨论中是不重要的);  $\tau_0$  表示 Wigner-Weisskopf 自发衰变时间,  $N$  是合作原子的数目,  $\mu$  是量级为  $(\lambda/D)^2$  的几何因子(当顺射模的非涅尔数是1时)。

如果我们考虑彼此逐渐远离的两组原子的辐射,很明显,超出一定间距时,衰变过程将独立进行。事实上,人们有理由认为,两组原子能够维持合作衰变的最大距离(合作长度)具有  $L_c = c\tau_R$  的量级。如果  $L > L_c$ , 似乎一组原子在它发出的辐射有机会影响第二组原子之前,已很好地完成了其衰变过程。这样,依据系统的特征尺度是否远小于或远大于合作长度,我们可以说是强的或弱的合作效应。

现在我们来概述 Bonifacio-Lugiato 超荧光理论的主要发现。

### (1) 纯超荧光状态

它发生在

$$1/\alpha \ll L \ll L_c \quad (3.1)$$

时,  $\alpha$  为单位长度的非饱和增益。左边的不等式是高增益条件: 当原子未受激发时, 介质必须是光学不透明的, 在泵浦过程中止时, 介质必

须显示高的非饱和增益。右边的不等式要求原子是高度合作的。

在(3.1)式条件下, 预期发射过程会产生单个辐射猝发, 它在以量级为  $\tau_R = (\tau_0/\mu N)$  的时间尺度内演化, 且峰值强度正比于  $N^2$ 。脉冲极大值 ( $\sim N^{-1} \ln N$ ) 到达的延迟反映原子合作的建立时间(或冷漠时间)。在此之前, 样品以通常的自发辐射率  $\tau_0^{-1}$  辐射。

### (2) 振荡的超荧光

此情况发生的条件是

$$1/\alpha \ll L \simeq L_c \quad (3.2)$$

左边的不等式仍是高增益条件。右边则反映原子系统中仅有勉强的合作。此条件下以纯超荧光为主要特征的单个辐射猝发后面还有一系列强度迅速衰减的振荡; 脉冲列每个峰的时间尺度为  $\tau_R$  量级。同样, 主脉冲由激发过程终止起的延迟时间为  $N^{-1} \ln N$  量级。主脉冲后面存在一系列强度递减的振荡是勉强合作的表现形式。我们可以定性地把此过程设想为下述方式: 由于系统亚单元间合作得不好, 当体积内其它部分的辐射到达这部分时, 很可能这群原子已经衰变了。接着是吸收, 随后再发射。依据原子合作的程度, 此过程本身可以重复几次。

### (3) 强振荡发射

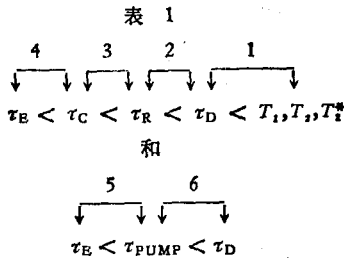
当

$$1/\alpha \ll L_c \ll L \quad (3.3)$$

时, 会发生这种情况。注意, 仍然要求高增益条件 ( $L \gg 1/\alpha$ ); 但现在样品的长度远远超过合作长度。理论预言, 当从(1)过渡到(3)时, 我们应能观测到发射的时间尺度和峰值强度失去  $N^2$  关系的逐渐变化。这种方式尚未从实验上得到确认。

强调超荧光和放大的自发发射之间的区别这一点是很重要的。这两个效应都是以要求高增益  $L \gg 1/\alpha$  为特征的。然而超荧光一方面要求条件  $L_c \gg 1/\alpha$ , 而放大的自发发射却严重违背这一条件, 它要求  $L_c \ll L$  (实际上并无合作)。这一主要的差别应是避免在高增益介质中描述放大的自发发射时使用“超荧光”这一术语的充足理由。

总起来说,表1表示特征时间的一串不等式列出了最佳的超荧光条件.要求1保证原子的相干不受碰撞过程和原子相位混乱过程的干扰.不等式2在纯超荧光过程中自动地得到满足,这里延迟时间比 $\tau_R$ 大几倍.第三个要求等价于 $L_c > L$ ;而第四个要求保证辐射逸出激活区的时间足够短,以避免发出的辐射反馈到尚未衰变的那部分系统中去.



如果要避免泵浦和衰变过程之间的干扰,那么必须加上两个附加的要求.要求5保证对整个系统泵浦的均匀性,而要求6保证超荧光发射之前泵浦脉冲已完全移去.

## 2. 实验情况

超荧光在实验方面进展的评述已见于文献<sup>[22]</sup>.这里我们仅考虑与我们的讨论直接有关的那些方面.

观测超荧光的第一个突破是由 Feld 及其同事的 MIT 小组做出的<sup>[16]</sup>(图8).跟着又有几个其它涉及不同原子系统、不同泵浦方式和不同光谱发射区的实验.早期实验的共同特点是在相继的脉冲间有强度极小值不为零的一系列强度递减的振荡存在.这由图8中的箭号标

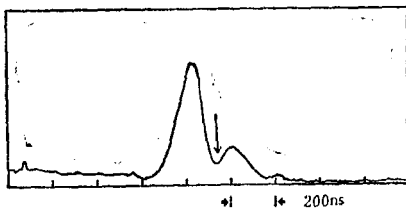


图8 Feld 及其同事在 HF 样品中观察到的第一个超荧光脉冲(据文献[16]).箭头指示非零强度的第二个极小值.发射过程的这一特点开始曾被看作是 Bonifacio 和 Lugiato 的平均场理论不能给出适当描述的象征.参见横向效应一节关于这一点的讨论

出.一开始时发射过程的这一方面被认为是重要的,并成为企图理解此过程的积极争论的原因.

用 Maxwell-Bloch 耦合方程模拟平面波传播的方法已对 Feld 及其同事的 HF 实验做过详尽的分析<sup>[23]</sup>.数值研究的结果表明,计算的一系列强度递减的振荡远强于观测到的值.它减小到所观测到的水平这件事只能由在波方程中引入唯象衍射损失来解决.然而,充其量也只能部分承认这一描述是成功的.

在 Bonifacio-Lugiato 理论规定的条件下,存在单脉冲发射(没有一系列强度递减的振荡)的第一个清楚的证据来自 Vrechen 和 Gibbs 的铯的实验<sup>[24]</sup>.这些实验是专门设计来解决存在单脉冲超荧光问题的,它也是第一次满足严格的理论要求的实验.

表2概述了观测单脉冲超荧光的条件,并给出了铯实验的典型参数.使铯蒸汽 $6s-7p$ 跃迁中的一支饱和以获得所选能级间的反转(图9);在 $7p-7s$ 一对完全反转的能级间观测到了超荧光.第一次实验中,一些(不是全部)观测到的单脉冲输出与所预言的双曲正割形的

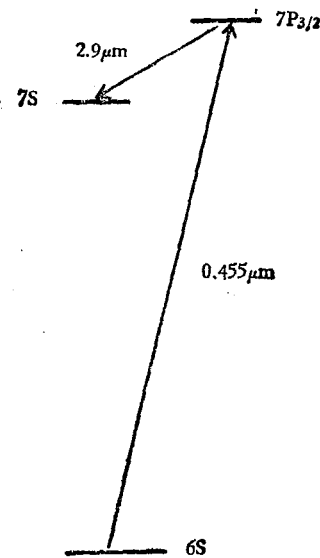


图9 Gibbs-Vrechen 实验中铯的有关能级.一束波长为 $0.455\mu\text{m}$ 、脉宽 $2\text{ns}$ 的强辐射使 $6s-7p$ 跃迁饱和…….在 $2.9\mu\text{m}$ 波长处完全反转的 $7p-7s$ 这一对能级间观测到超荧光衰变

纯超荧光符合得极好。此外还发现脉冲峰值功率比例于原子密度的平方(图 10(a),(b))。

表 2 铯实验的参数

$\tau_R$	$\tau_C$	$\tau_D$	$T_1$	$T_2$	$T_2^*$
0.067	0.18	0.5	10	70	80

$\tau_{PUMP} = 2 \text{ nsec.}$

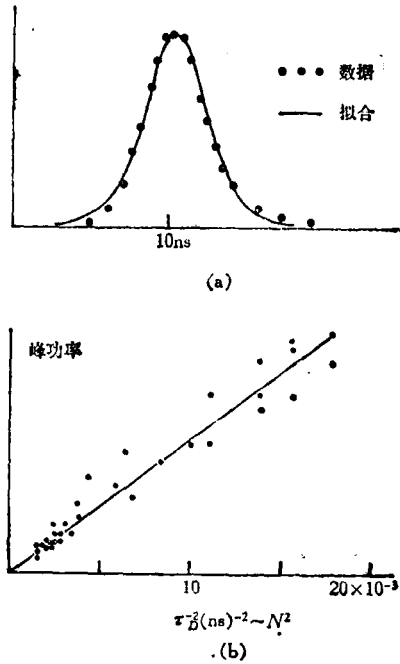


图 10

(a) 在 Bonifacio-Lugiato 理论给定的条件下获得的单脉冲。脉冲形状与预言的双曲正割轮廓符合得极好。然而脉冲峰值的延迟和宽度并未与理论定量上一致(据文献 [18](b));  
 (b) 峰功率与原子密度平方的线性关系(据文献 [18](b))

在理论遇到许多局促不安的状况之后,令人欣慰的是,正如 Bonifacio-Lugiato 的模型所要求的那样,单脉冲发射确实被观测到了。当样品的长度与相干长度可比较时,发射逐步显现出一系列强度递减的振荡,看到这一点也是令人鼓舞的。然而许多其它的实验观测还不能依据 Bonifacio-Lugiato 模型的理论预言给以圆满地解释。

此处应当做一点评论,以后还会对此做更仔细地解释: Bonifacio-Lugiato 模型是由电磁场模耦合方程的无穷多谱系组成的,这些电磁场

物理

模式描述向所有可能方向射出激活体积的辐射。该模型首先应用到的最简单的物理情形是辐射仅沿着激活体积的轴向。我们将把这一描述称为轴向理论。

在图 11 中,我们收集了一些典型的输出脉冲,它说明偏离轴向理论的一些情形:

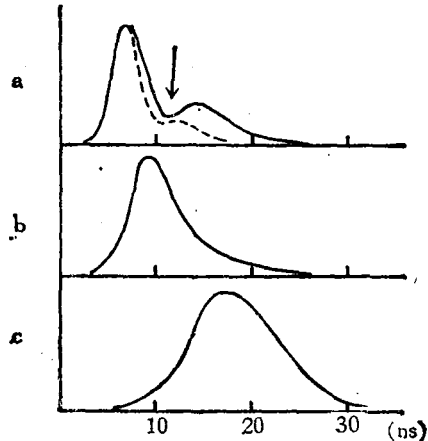


图 11 显示出与 Bonifacio-Lugiato 轴向理论的预言不一致特征的典型输出脉冲(据文献 [18](b))

图 11(a) 当存在强度递减的振荡时,相继脉冲间的发射强度并未消失(实线)。

图 11(a) 即使仔细控制实验条件,各次发射之间仍存在很大的涨落(实的和虚的曲线都是在名义上相同的情况下观测到的)。

图 11(b) 观测到的一些单脉冲不是对称的(对称脉冲的例子由图 10(a) 示出,但这里给出的一类输出脉冲也是很普通的)。

图 11(c) 相对于一些脉冲的峰延迟了的单脉冲好像比预料的要宽。

此外,当沿稍微不同方向的两个探测器同时观测输出脉冲时,强度随时间的变化所显示出的特点很不一样(图 12)。我们注意,对发射光很不规则的角分布不应感到惊奇。这一出人意料的方面是各输出角度成分间随时间变化不同所致。图 11 和图 12 示出的结果令人信服地表明,在发射图样里存在着不可忽略的横向效应,文献 [22] 已经对此做了报道。这里还应注意,轴向理论同实验间的差异在弱振荡超荧

光区 ( $L \approx L_c$ ) 是非常明显的,而在单脉冲条件下 ( $L \ll L_c$ ) 就不那么重要了.

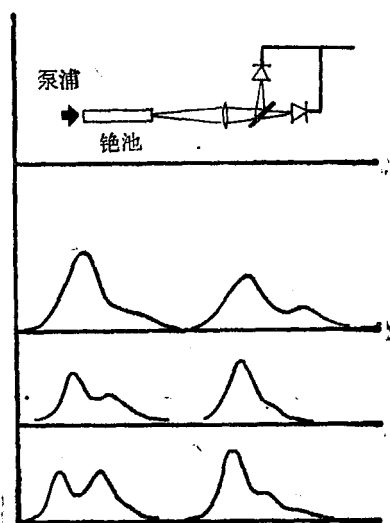


图 12 用两个探测器沿介质出射端面外稍微不同的方向同时测到的脉冲形状. 为显示起见, 对探测器  $D_2$  测到的信号进行了电子学上的延迟(据文献 [18](c))

### 3. 横向效应

Bonifacio, Farina 和 Narducci 首先对超荧光中横向效应的影响进行了系统的分析<sup>[24]</sup>. 他们发现在超荧光的理论描述中包含离轴模, 就可以对观测到的一系列强度递减的振荡、横向效应以及各次发射间的涨落给出满意的解释. 他们还发现, 与实验结果一致, 轴向近似很好地描述了  $L \ll L_c$  这一极限情形, 在此极限条件下, 横向效应起的作用确实可忽略. 这一研究的细节已在文献 [24] 中报道了. 这里我们概述有关的结果. 工作的出发点是 Bonifacio 和 Lugiato 所导出的耦合模方程的完全集<sup>[27]</sup>. 不再只保留轴向模 (即传播方向沿着系统顺射轴的共振场模), Bonifacio, Farina 和 Narducci 求解了许多耦合的轴向和离轴场振幅的运动方程.

在弱振荡超荧光条件下, 典型的输出脉冲由图 13 的实线示出. 为了比较, 虚线表示在同样条件下轴向理论的预言. 包含横向效应就导致了质的进步, 开始反映出在一系列强度递减振荡条件下实验上观测到的脉冲的主要特点. 数值计算虽然对于与实验做定量比较来说

仍然是粗糙的, 但某些方面还是值得注意的:

- 1) 第一个脉冲的延迟大致与轴向理论预言的一样. 虽然如此, 延迟时间与脉冲宽度之比的理论值与实验值仍不相符合;
- 2) 相继的峰之间的总强度是远大于零的;
- 3) 一系列强度递减的振荡现象远没有轴向模的情况那么显著;
- 4) 与轴向理论的预言对比, 主脉冲较宽且对称性较差.

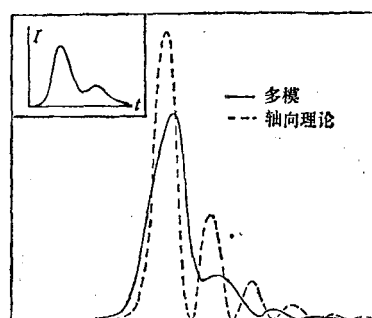


图 13 轴向理论(虚线)和  $L \sim 3L_c$  时包括横向效应的理论(实线)所预言的超荧光强度的比较. 其中的插图是复制的画在图 11 (a) 中的实验测得的脉冲

这样一来, 2), 3) 和 4) 各点与实验结果定性符合得很好. 1) 点表示另一个需要注意的待研究的问题. 分析单个模的演化就可以了解这些特征的起因. 这样做(细节见文献 [24])就会发现, 由于模之间的竞争, 单个模的振荡之间发生了微小的时间上的移动, 因而填补了轴向模图样中的极小. 此外, 离轴模起轴向模的阻尼机制. 这就解释了为什么平面波 Maxwell-Bloch 理论会由人为地增大损失参数而获得一定的成功.

在这些结果的基础上, 如果我们有选择地分析由激活体积端面发出的不同方向的辐射, 那么期望观测到不同的脉冲轮廓是合理的. Bonifacio, Farina 和 Narducci 借助于伴随着发射过程早期的量子涨落解释了即使在相同条件下的铯实验中也能观察到的各次间涨落的事实. 对不同的轴向模和离轴模振幅, 假设稍微不同的初始条件, 就可以观察到如图 14 所示的不同的解. 这样, 各次发射之间的涨落可以合

理地归因于支配着发射过程早期阶段的初始量子噪声。只要离轴模代表着发射模式的一个重要成分 ( $L \geq L_c$ )，则探测到脉冲的形状起伏是不可避免的。当  $L < L_c$  时，离轴模式的发射就变得不重要了，而起伏也就不显著了。

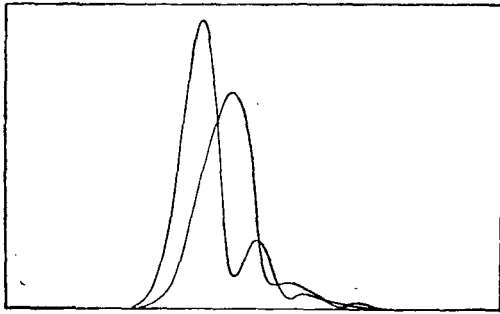


图 14 对应于每一模的偏振取稍微不同的初始值时的两个发射脉冲

总之，把离轴模包括进来改变了轴向模的动力学，正好满足至少在定性解释上能够给出  $L \geq L_c$  区非涅尔数数量级为 1 时超荧光的许多观测到的特征。定量的分析很可能要更仔细地考虑文献[24]采用的模选择性程序并在模型里包含附加的离轴模。这是一个很费时间又不一定值得追求的事，特别因为按我们的看法，已经充分地解释了这些普遍的实验特征。

#### 四、光学双稳性

大家知道，光被不太稠密的原子体系的共振吸收，显示下列特点：

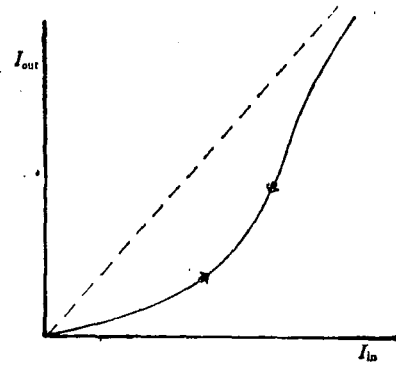
1) 对于低入射光通量，透射强度和入射强度按照比尔定律是彼此成正比的：

$$I_{\text{出}} = I_{\lambda} e^{-\alpha L}$$

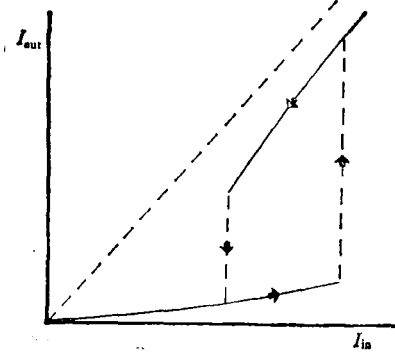
其中  $\alpha$  是衰减系数， $L$  是吸收媒质的长度；

2) 对于高入射光通量，吸收原子的响应是非线性的，且显著地偏离比尔定律。特别是，输出强度几乎可以变得和入射强度一样大（这时原子基本上是透明的）；

3) 输入强度与输出强度是由图 15(a) 所示类型的一个单值函数联系起来的。因此，对  $I_{\lambda}$  的每一个值， $I_{\text{出}}$  有一个唯一确定的值。



(a)



(b)

图 15

(a) 含有吸收原子的普通盒子的透射特性曲线；  
(b) 一个双稳透射曲线是用输出强度的滞后来表征的，结果输入与输出的关系是多值的

另一方面，存在着其传递函数较之图 15(a) 中所示的要复杂得多的光学系统。例如，共振腔中的二能级原子体系的透射函数可能取图 15(b) 所示的形式。箭头说明以下的“反常”行为。当入射强度从一个很小的初值缓慢增加时，透射强度起先是单调增加的。在  $I_{\lambda}$  的某一临界值时，该系统的透射突然间变得很大。如果入射光通量现在减小，则该系统会停留在一个高透射的状态，直至  $I_{\lambda}$  到达第二个临界值时为止。在这一点上，该媒质又变成强吸收体。这一过程能够无限地重复。于是，该系统的透射函数是多值的，并且显示滞后循环。在这样的意义下，实际的透射状态不但是入射光通量现有值的函数，而且也是它过去值的函数。具有这种类型透射特性的吸收媒质就叫做光学双稳系统。这种“反常的”透射函数是吸收过程的非

线性与存在的反馈之间相互作用的结果。在刚才所讨论的例子中，反馈是由充满原子的共振腔引入的。

实际上，双稳性不仅是纯吸收媒质的特征。在吸收谱线邻近的气体色散响应也具有能导致双稳行为的这种类型的非线性。一般地说，把对同一输入信号显示两个(或多个)透射状态的任一光学元件都叫做双稳(或多稳)系统。

在前几年里，光学双稳器件吸引了人们很大的注意，因为它们有可能应用于高速光通讯，光学图象处理，光学存储，微分放大器，光学限幅器以及许多其他的逻辑功能(直到最近，还认为这些逻辑功能仅仅是电子学仪器的职能)。四个主要特点使这种光学系统对于实际应用具有很强的吸引力：它们的带宽很宽 ( $> 10^{13}\text{Hz}$ )，超短开关时间的可能性 ( $< 10^{-12}\text{s}$ )，平行处理，以及最后一项是不使用模拟电路的光的直接处理。

然而，存在一些必须克服的基本困难：人们必须找到感兴趣的波长区域的非线性材料；如果人们想要达到大规模运用所需的高包装密度，就必须缩小系统的体积；同时，必须找到有效的途径来消散由剩余光吸收所产生的热。这都是一些并非不重要的工程问题。然而，积极的研究工作正在进行，因此人们有理由期望在不久的将来会取得某些成功。

实际的器件很可能以色散方式工作。有几个理由说明为什么吸收型是不合需要的。首先，吸收型系统似乎比色散型要求强度更高的驱动源，其次，吸收谱线的有限线宽使一给定器件的工作波长范围变窄，最后，吸收使热耗散变成一个更迫切的问题。由于这些理由，我们现在简要地讨论以纯色散方式运转的一个双稳系统的工作原理。该系统的原型是在法布里-珀罗型光学共振腔中放入非线性色散媒质(图16)。如果  $R$  和  $T$  代表振幅反射系数和透射系数， $\phi$  为单程的相移，则一个理想共振腔(无吸收)的透射振幅由下面熟知的关系式决定

$$E_I = (1 - R e^{i2\phi}) / T e^{i\phi}, \quad (4.1)$$

其中  $E_I$  和  $E_T$  是入射和透射场振幅。从(4.1)

式立即得出，入射强度和透射强度由下式相联系：

$$I_I = (1 + R^2 - 2R \cos 2\phi) I_T / T^2, \quad (4.2)$$

为简单计，假定我们局限于考察单程相移小的情形(例如， $\phi \approx 0.1$ )；则(4.2)式取下面的近似式

$$I_I = \left(1 + \frac{4R}{T^2} \phi^2\right) I_T. \quad (4.3)$$

如果相移是共振腔的一个常数，则入射强度和

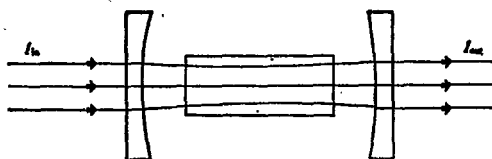


图16 一种双稳器件的原型。非线性色散媒质被放置在光学共振腔内，并由外相干辐射源驱动

透射强度是线性相关的。这是法布里-珀罗干涉仪的正常工作方式。例如，假定色散媒质显示克尔型非线性性质，则相移与强度具有如下的关系

$$\phi = \phi_0 - \beta I, \quad (4.4)$$

其中  $\phi_0$  是低强度相移， $\beta$  是量度非线性强度的系数。在这些条件下，输入强度和输出强度现由下面类型的非线性传递函数相联系：

$$\tilde{I}_I = [1 + \delta(\tilde{I}_T - 1)^2] \tilde{I}_T, \quad (4.5)$$

其中  $\tilde{I}_I = \beta I_I / \phi_0$ ， $\tilde{I}_T = \beta I_T / \phi_0$  及  $\delta = 4R\phi_0 / T^2$ 。在图17中给出  $\delta$  取不同数值时典型的透射曲线。具有负斜率 ( $d\tilde{I}_T / d\tilde{I}_I < 0$ ) 的一段，对起伏是不稳定的。因此譬如说，沿着曲线3驱动一个系统到  $a$  点，如果入射强度是增加的，则该系统将会跳跃到  $a'$ ；相反，如果起始时该系统处在高透射状态，入射强度是减小的，则它将从  $b$  跳到  $b'$ 。

光学双稳性的首次清楚的实验证明是由 Gibbs<sup>[25]</sup> 及其合作者利用法布里-珀罗腔中的钠蒸汽来实现的(图18)。在他们成功的实验之后，许多小组报道了采用各种不同系统和设计的光学双稳作用(文献[26])，也许最激动人心的发展之一是，具有快速开关作用能力的小型化半导体单元的制作<sup>[27,28]</sup>。图19显示出作为存

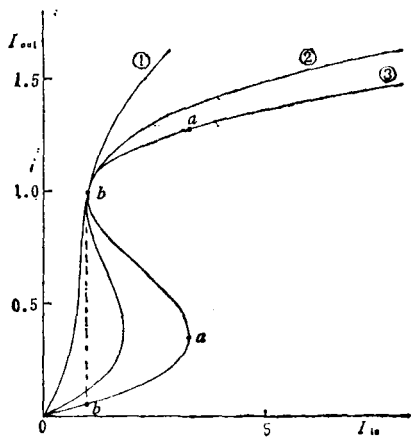


图 17 三条典型的色散型双稳系统的透射曲线。依  $\delta$  值和入射强度，该系统可以以不同的工作方式运行。 $\delta$  的数值为(1)  $\delta = 2$ , (2)  $\delta = 10$ , (3)  $\delta = 20$

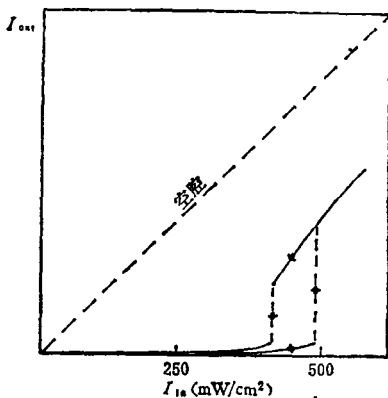


图 18 充钠蒸汽的法布里-珀罗干涉仪的透射曲线。箭头指示入射强度变化的方向(据文献[25])

储单元的 GaAs 小片的操作。当入射强度置于图中所示的偏置水平上时，注入一个短的辐射脉冲把该系统驱动到高透射状态来完成开关动作。要使系统回复到初始状态，只需稍微减小偏置水平。一个低强度试探信号（起着询问信号的作用）会发现该系统或处在它的低透射状态，或处在它的高透射状态。双稳系统的这种工作方式与通常的存储单元的工作方式之间的类似是明显的。

很清楚，双稳作用是与透射曲线中存在滞后有关的。另一方面，通过简单调节低强度相移  $\phi_0$ ，有可能产生单值的透射曲线（见图 17，

曲线 1)。在这种情况下，系统不再以双稳的方式工作，但有可能产生微分增益。

许多研究者报道了这一效应。在这里，为了说明问题起见，我们讨论贝尔实验室的 P. Smith 利用混合型器件是如何获得微分增益的<sup>[29]</sup>。与至此讨论的本征系统对比，混合型器件使用外

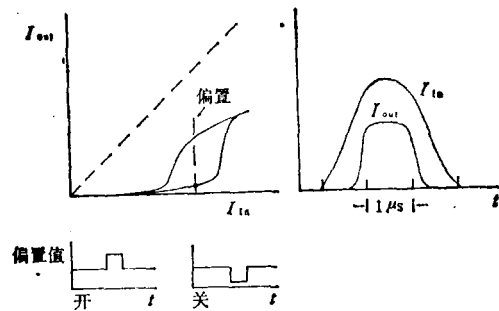


图 19 小型化的 GaAs 片已用作光学存储单元。左图表示通过上下调制固定的偏置水平所得到的滞后曲线。右图表示入射和透射强度的时间关系(据文献[27])

部单元(通常是常规的电子学系统)来闭合反馈回路。在图 20 中，我们给出 Smith 和 Turner<sup>[30]</sup>发明的混合型器件的示意图。

放在法布里-珀罗共振腔内的电光晶体是由一台电压源来驱动的，其电压值是由经过适当放大的透射信号来确定的。

不谈设计的细节，这种混合单元的工作原理类似于在本节前面所讨论过的那一种；腔内相移比例于透射强度。

图 21(a) 中给出了这种器件的一条可能的透射曲线。很清楚，在此情况下不可能存在双稳性；然而，控制光束的一个微小调制（其水平在图 21(a) 中指示），能够在该器件的输出端引起明显的放大(图 21(b) 和 (c))。10 倍左右的增益已有报道，无疑，在将来还会获得更高的增益。必须强调，由于该系统的被动性质，“增益”这一术语指的是调制的增强，而不是指的透过直流强度的放大，当然该透过强度比入射强度的偏置要小。

当入射偏置水平调节于透射曲线的平坦区域时，功率限幅器作用是另一种可能得到的选择(图 22(a))。在此条件下，一个有噪音的输



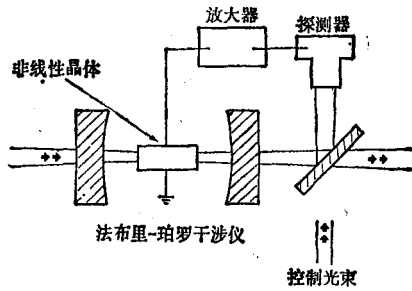


图 20 Smith 和 Turner 的混合型双稳器件的示意图。对准探测器的控制光束是用来确定偏置水平以及携带在微分放大工作状态增强的低强度光学信号的

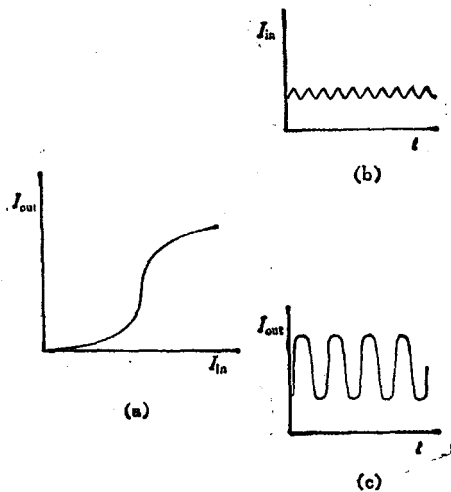


图 21

- (a) 处于微分放大模式的 Smith-Turner 混合型器件的透射曲线。注意，当输入强度置于所指示的偏置水平时，透射曲线的斜率显著地大于 1。这意味着，输出起伏  $\Delta I_T$  将大于相应的输入起伏  $\Delta I_I$ ；  
 (b) 控制光束的输入调制；  
 (c) 输出调制和微分增益(据文献[29](b))

入将会被滤掉，输出噪音水平将会明显减小，这一点由图 22(b) 说明。

在一篇简短的评述中要表达量子光学中产生的这一迅速发展中的研究领域的激动人心的事情是很困难的。例如，由于篇幅的限制，即使要试图对最重要的实验结果作一粗略对比以及分析其关键的优缺点都是不可能的。那些希望要获得更多资料的读者在文献[26]和[31]中会找到许多发表了的结果。同样，我完全没有提到理论前沿已经获得的重要进展（有关评述见

文献 [32]）。若干重要进展特别是那些与出现自脉冲和高阶不稳定性有关的进展将在下一节也是最后一节里扼要地提及。

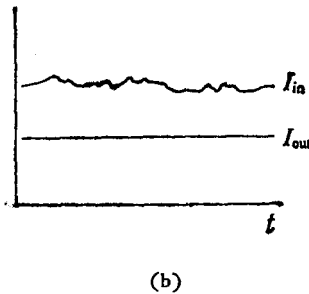
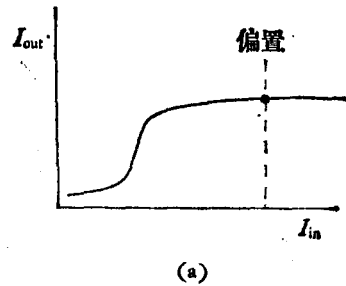


图 22

- (a) 功率限幅器作用的透射曲线和偏置水平；  
 (b) 把一个有噪音的输入转换为无噪音输出的滤波过程的图示

## 五、有序结构的产生

从空中俯瞰长城的景致将永远是我对中国最难于忘怀的印象之一。在山峦起伏的景色中，长城像是对古代人民的想像力和坚韧性的巨大献礼一般地展现着。由于长城是建立在峰谷无规交错的背景上，就像在大自然景色的杂乱无章之中的一个有序标记一样，这景致也就愈加令人难忘了。

它使我想起现代科学的最迷人而又最富有挑战性的问题之一，即有序结构从混沌状态中的自发产生问题。当然，对于万里长城不存在自发产生的问题；相反，它的每一米都是设计和工程的奇迹。还有，后效应也同样是惊人的：重叠在一幅无规或无特征背景上的有序的图案和可辨认的特征。

在物理学、化学和生物学中,有序结构的出现被认为是自发对称破缺的结果。这是一经常出现在现代科学中的概念,值得用几句话来阐明:

1) 在凝固点以上,流体的状态是用很高的对称度来表征的,至少在不小于几个分子直径的标度长度内是这样。对称性这个词这里是在通常的意义下使用的:流体可以经受任意的平移,旋转或反射而仍旧保持同样的外观。在凝固点以下,某些方向变成优惠的,很高的对称度被破坏了,至少在与晶体的特征有关的标度长度内如此(但是在一个更大的尺度范围,晶体也可能看上去还是高度均匀并且是无特征的)。

2) 温度足够时,铁磁体中电子自旋的空间取向是完全无规的。没有优惠的空间方向。然而,在居里点以下,在每一磁畴内出现了有序排列,它选择空间中的一个方向为优惠方向,于是破坏了非磁化状态的对称性。

3) 在我们现在的世界里,我们知道,电磁相互作用是通过光子(电磁场的无质量的量子)作媒介的。用多少有点相似的方式,我们相信,电磁-弱相互作用(早期宇宙的统一弱和电磁力)是由  $\gamma$ ,  $Z_0$ ,  $W^+$  和  $W^-$  标记的四种无质量量子作媒介的。它们具有很高的对称性,而它们的作用是引起例如电子和中微子之间的转变。由于膨胀,宇宙的温度降低了,以前统一的电磁和弱相互作用之间出现了自发对称破缺。 $Z_0$ ,  $W^+$  和  $W^-$  量子获得量级为 100GeV 的大质量,而光子仍然是无质量的。

4) 自发对称破缺一般被看成是预示空间和时间有序结构形成的机制,例如在生物体中即如此。当人们想要了解支配生物系统的极为复杂的机制时,人们先要问,在无生命世界较简单的系统中能观察到自组织过程,是否是受能使生命机制清楚明白地显示出来的那些一般原理支配。

概括地说,这就是称之为协同学 (Synergetics)<sup>[2]</sup> 的新的科学领域的纲要。它的目的是要了解许多亚系统的相互作用,怎样会在宏观尺度上产生可辨认的空间和时间结构。

日常生活中的大多数自然现象的特征是有序结构的消失而不是产生,并且最后趋向均匀状态。于是,一滴墨水在一杯水中会散开,并均匀又不可逆地扩散到整个容器,事实上,有序程度的不可逆降低,对于热平衡或接近热平衡时的体系是一条没有例外的法则。

这在平衡态热力学的范围内是很好理解的。大多数体系处在其自由能曲面的一个局域极小值附近,因此对平衡态的微小偏离接着会通过耗散回归到平衡态。

另一方面,对外界能量或物质流入开放的系统,能够被驱赶并远离平衡态。在这些条件下,在宏观尺度上能观察到引人注目的变化。熟知的实例是取名为 Benard<sup>[33]</sup> 和 Taylor<sup>[34]</sup> 的流体动力学不稳定性。后一现象在瑞利数很大的变化范围内<sup>[35]</sup>,特别是直至湍流运动阈,是仔细实验观测的课题。已注意到,宏观结构的行为与普通热力学相变序参量的行为间的相似性。然而,人们一定要小心记住,在研究远离平衡态的体系时,通常的热力学法则不再适用,当做有用的类推时,又缺乏基本原理的支持。

在化学的领域内,人们知道无数的反应,其时间的演化是单调趋向均匀平衡态的。另一方面,存在一些能够产生显著的空间和时间结构的特殊反应。所提到的一个例子就是著名的 Belousov-Zhabotinski 反应<sup>[36]</sup>(以及以后的许多其他例子);这是基于有机物质(例如丙二酸)在低 pH 值下被溴酸盐离子氧化的过程,氧化过程由一个氧化还原系统(例如,  $Ce^{4+}/Ce^{3+}$  离子)催化。甚至只靠调节一个单一的实验参数,例如通过反应器的流速,该反应就产生显著的空间结构和时间振荡,以及更复杂的行为。一幅优美的螺旋图案的例子示于图 23 中<sup>[37]</sup>。通过追踪其浓度随反应进程而变化的某些离子的紫外吸收,能够很好地显示振荡的时间演化<sup>[38]</sup>(图 24)。

激光本身就是一种有序状态的例子。当把一些原子送到激发态时,它们通常会无规地发出光。例如,一个灯泡通过混沌过程而辐射,在该过程中发出的场,振幅和位相二者都是无规

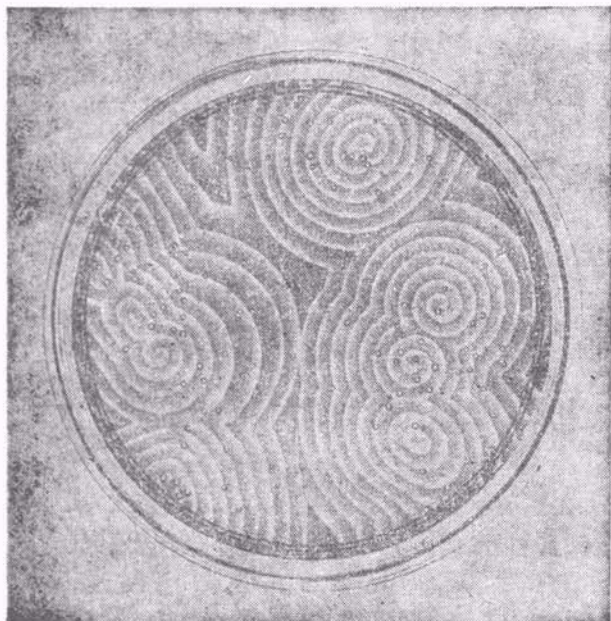


图 23 在一未搅拌 Winfree 混合物中的螺旋波图案(据文献[38])

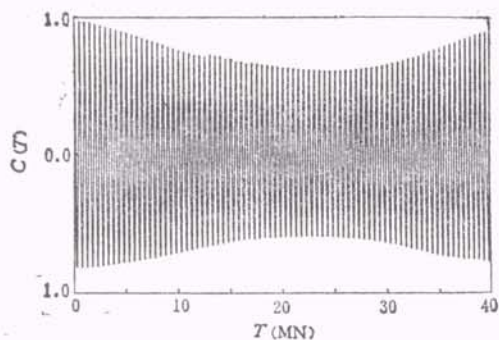


图 24 化学反应中依赖于时间的振荡。该描述绘出溶液的吸收，其中吸收成分的浓度随时间振荡(据文献[38])

变化的，同样的这些原子，当把它们放置到一个适当的光学共振腔内时，会产生高度组织好的发射图样，导致相干的激光光束。好像是有一个麦克斯韦小妖在控制着这一过程，并迫使诸原子以有良好组织的方式而发射。

还有，光学双稳性提供了，通过把一个体系驱赶到离开热平衡态足够远，怎样在该体系中引起时间振荡的好例子。双稳性的一个共同模型是把吸收原子放在环形腔的一臂上。调节腔长使它的一个谐振频率与一条原子吸收谱线以及一外相干光束的载波频率一致。当原子密度

足够高时，以与色散型双稳系统(第四节)大致相同的方式，在该系统的透射中能观察到滞后曲线。一般情况下，在稳定态，输出强度达到由该器件的透射率以及它以前的历史所决定的恒定水平。然而，值得注意的是，在适当的条件下，非共振的腔模能变得不稳定并开始振荡。透过的辐射变成一些频率稍有不同的波的叠加，并自发地经历有规则的脉动<sup>[39,40]</sup>。这种行为的一个实例示于图 25 中。

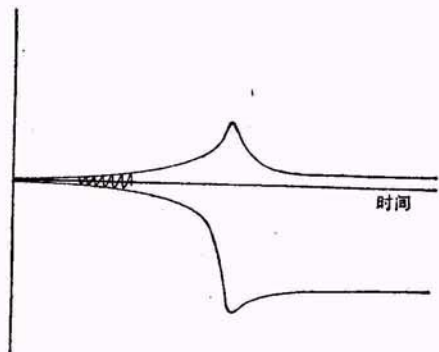


图 25 吸收型双稳系统的自脉冲包络。纵轴表示不稳定的输出强度水平。不稳定性揭示出它本身具有如图中所示的一系列脉动。在适当的条件下，这些脉冲无限延续

不管这些现象的差异，这些不同的现象都具有一些共同的特征：

1) 所有的体系对外部世界都是开放的，并且都离开热平衡态足够远（这就不再明显违背热力学第二定律，该定律指出在自由能的极小值附近的有组织的自发振荡是禁戒的）；

2) 动力学行为是由有关自由度之间的非线性耦合表征的；

3) 在由外部参量决定的一些阈值水平上，该系统的一些选定的模式变得不稳定。在不稳定点邻近，不稳定模的弛豫速率变得越来越长。因而，大多数动力学变量继续以它们的正常速率弛豫，但有几个变量经历了临界慢化。并非不重要的后果是，长寿命模式增长并支配了整个系统的动力学。这是出现宏观结构的根本原因所在。

为了了解一下数学描述的基本内容，我打算花点时间说明有关的一些关键的数学要点。描述一组自由度  $q = (q_1, q_2, \dots, q_N)$  的典型

非线性方程组可取下列的形式

$$dq/dt = N(q, \alpha) \quad (5.1)$$

式中  $\alpha$  是一组外参量,  $N$  表示一个非线性矢量函数.

设  $q_0(\alpha)$  代表下式意义上, 即

$$N(q_0, \alpha) = 0, \quad (5.2)$$

该体系的一个稳态解, 并设  $\epsilon(t)$  是围绕稳态的一个小起伏 ( $\epsilon(t) \equiv q(t) - q_0(t)$ ). 对于起伏  $\epsilon(t)$ , 该方程取下面的形式

$$d\epsilon/dt = A\epsilon(t) + F(\epsilon(t)), \quad (5.3)$$

其中  $A$  是一个决定该方程组线性部分的 ( $N \times N$ ) 矩阵,  $F$  是一个非线性矢量函数. (5.3) 式的线性极限的解为

$$\begin{aligned} \epsilon_\mu(t) &= \epsilon_\mu(0)e^{\lambda_\mu t}, \\ (\mu &= 1, 2, \dots, N). \end{aligned} \quad (5.4)$$

如果  $\text{Re}\lambda_\mu < 0$ , 则它们是稳定的, 否则是不稳定的. 特别是, 对于一个或多个线性化本征值的实部, 随着外参量变化会从负值变化正值这一点是共同的. 显然, 对于控制参量的一些临界值  $\alpha_c$ , 某些  $\text{Re}\lambda_\mu$  必定通过零点. 在这一点上, 诸  $\mu$  模的寿命变得很长. 所有的快衰变模可以被绝热地消去, 因此原有的方程组化为关于只有不稳定模的一组要简单得多的方程. 这些量起序参量的作用<sup>[2]</sup>.

作为一个实例, 考察下面的二维问题

$$\begin{aligned} d\epsilon_u/dt &= \lambda_u \epsilon_u - \epsilon_u \epsilon_s, \\ d\epsilon_s/dt &= -|\lambda_s| \epsilon_s + \epsilon_u^2. \end{aligned} \quad (5.5)$$

上述方程组的线性部分是方程 (5.5) 右端字下面画横线的部分. 设  $\lambda_u$  是正的且充分小 (如在某一点  $\epsilon_u$  是不稳定的, 情况往往会是这样). 稳定变量  $\epsilon_s$  以更快的速率演化, 利用下式

$$\epsilon_s \sim + \epsilon_u^2 / |\lambda_s|, \quad (5.6)$$

可以把它绝热地消去. 作为序参量,  $\epsilon_u$  的作用现在变得明显了, 在其演化的慢尺度上, 它决定稳定变量  $\epsilon_s$  的值, 稳定变量现在是“奴隶般”地听从它的指令. 最后, 原始方程组化为更简单的形式

$$d\epsilon_u/dt = \lambda_u \epsilon_u - \epsilon_u^3 / |\lambda_s|. \quad (5.7)$$

当  $\text{Re}\lambda_u < 0$  时, 方程 (5.7) 唯一的稳态解是  $\epsilon_u = 0$  (无起伏, 该体系是稳定的). 另一方面,

当  $\text{Re}\lambda_u > 0$  时, 非平凡的稳态解  $\epsilon_u \neq 0$  是可能的, 该体系从原来的不稳定点 ( $q_0$ ) 移开.

数学结构的生动描述是由 Haken 提出的<sup>[2]</sup>. 由于不稳定振幅有较慢的弛豫速率, 不稳定振幅制服了稳定振幅, 并在最终引起从无序 (或对称) 态到有序态转变的各子单元之间建立起信息网络. 因而, 新结构通过一系列的不稳定性而从旧状态中产生出来.

是否这就是概括导致有序结构产生的大多数所观察到的自然和人为现象的充分的普遍陈述, 这样说还为时过早. 然而, 在这幅高阶结构的图象中, 还是存在妙处和优美的东西, 要求我们在未来的岁月里细心注意.

#### 致 谢

在结束此讲座时, 我要对我的朋友和同事, R. Bonifacio 教授, L. Lugiato 教授, J. D. Farina 教授, 袁健民教授和冯达旋教授的许多富有启发和教益的讨论表示感谢. 尤其要感谢我的助手 Debbie Delise-Hughes 夫人, 感谢她对整个工作不倦的协助及耐心地准备打字稿.

#### 参 考 文 献

- [15] R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, **93**, 439 (1954).
- [16] N. Skribanowitz, I. P. Herman, J. C. MacGillivray, M. S. Feld, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 309 (1973).
- [17] R. Bonifacio, L. A. Lugiato, *Phys. Rev. A*, **11**, 1507 (1975).
- [18] (a) H. M. Gibbs, Q. H. F. Vreken, H. M. J. Hiksloops, *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 547 (1977); (b) Q. H. F. Vreken, in *Cooperative Effects in Matter and Radiation*, edited by C. M. Bowden, D. W. Howgate, H. R. Robl, Plenum Press, NY (1977) p. 79; (c) Q. H. F. Vreken, H. M. J. Hiksloops, H. M. Gibbs in *Coherence and Quantum Optics*, edited by L. Mandel and E. Wolf, Plenum Press (1978), p. 543.
- [19] E. D. Trifonov, A. I. Zaitsev, *Sov. Phys. JETP*, **45**, 739 (1977).
- [20] Note that under these conditions the diffraction solid angle  $(\lambda/D)^2$  equals  $(D/L)^2$ .
- [21] N. E. Rehler, J. H. Eberly, *Phys. Rev. A*, **3**, 1735 (1971).
- [22] See for example (a) H. M. Gibbs in *Coherence in Spectroscopy and Modern Physics*, edited by F. T. Arecchi, R. Bonifacio, M. O. Scully (Plenum Press, NY, 1977) p. 121; (b) A. T. Rosenberger, in *Proceedings of the Internatl. Conference on Lasers 1979*. V. J. Corcoran, Editor.
- [23] J. C. MacGillivray, M. S. Feld, *Phys. Rev. A*, **14**,

- 1169 (1976).
- [24] R. Bonifacio, J. D. Farina, L. M. Narducci, *Opt. Comm.*, **31**, 377 (1979); L. M. Narducci and J. D. Farina in *Laser Physics*, edited by D. F. Walls, J. D. Harvey, Academic Press, NY 1980, p. 189.
- [25] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 1135 (1976).
- [26] *Optical Bistability*, edited by C. M. Bowden, M. Ciftan, H. R. Robl, Plenum Press, NY 1981.
- [27] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, A. C. Gossard, A. Passner, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.*, **35**, 451 (1979).
- [28] D. A. B. Miller, S. D. Smith, C. T. Seaton, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **QE17**, 512 (1981).
- [29] (a) P. W. Smith, I. P. Kaminow, P. J. Maloney, L. W. Stulz, *Appl. Phys. Lett.*, **33**, 24 (1978); *Appl. Phys. Lett.*, **34**, 62 (1979); (b) P. W. Smith, W. J. Tomlinson, *IEEE Spectrum*, **18**, 26 (1981).
- [30] P. W. Smith, E. H. Turner, *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 280 (1979).
- [31] Marburger, E. Garmire, in *Fiber Optics-Advances in Research and Development*, edited by B. Bendow, S. S. Mitra, Plenum Press, NY (1979); *Optical Engineering*, Special Issue on Optical Bistability, Vol. 19 (1980); *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Special Issue on Optical Bistability, Vol. **QE17**, (1981); H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, *Optics News*, **6** (Summer 1979).
- [32] R. Bonifacio, L. A. Lugiato, M. Gronchi, in *Laser Spectroscopy IV*, edited by H. Walther, K. W. Rothe, Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, NY 1979.
- [33] H. Benard, *Annales de Chimie et de Physique*, **23**, 62 (1901).
- [34] G. I. Taylor, *Phil. Trans. Roy. Soc. A*, **223**, 289 (1923).
- [35] M. Gorman, L. A. Reith, H. L. Swinney, *Annals of the NY Acad. Sci.*, **357**, 10 (1980); J. P. Gollub, S. V. Benson, J. Steinman, *Annals of the NY Acad. Sci.*, **357**, 22 (1980).
- [36] B. P. Belousov, in *Collections of Abstracts on Radiation Medicine*, 145, Medgiz, Moscow (1958); A. M. Zhabotinskii, *Biophys.*, **9**, 329 (1964).
- [37] A. T. Winfree, *Sci. Am.*, **230**, 82 (1974).
- [38] C. Vidal, J. C. Roux, S. Bachelart, A. Rossi, *Annals of the NY Acad. Sci.*, **357**, 377 (1980).
- [39] L. A. Lugiato, *Opt. Comm.*, **33**, 108 (1980).
- [40] L. A. Lugiato, V. Benza, L. M. Narducci, J. D. Farina, *Opt. Comm.*, (in press).

(聂玉昕、詹达三 译)

## 场离子显微镜 (FIM) 简介

陆 华

(中国科学院物理所)

场离子显微镜 (Field ion Microscope) 是由美国宾夕法尼亚国立大学已故的 E. W. Müller 教授在 1951 年发明的一种具有高放大倍数、高分辨率的,并能直接观察表面原子的研究装置。

早在 1937 年, Müller 曾发明了场发射显微镜<sup>[1]</sup>。他在一个金属针尖上加了负的高电压之后,观察到在尖端产生冷电子发射。将其表面状况扩大并投影到荧光屏上,但是这种因隧道效应而产生的冷电子发射,由于发射电子具有横向速度等,所以其分辨率只限于 10—30 Å,并不能直接看到原子像。

此后, Müller 就不再利用电子,而是想办法利用氢离子进行艰苦的探索,终于发现在金属针尖上加正的高电压使氢离子化,从而得到了

原子像<sup>[2]</sup>。这就是最初的 FIM。当时,对于 FIM 的成像机理并不了解,而且实验都是在室温进行的,真空度也并不高。直到 1955 年,才对成像气体离子化时的热适应过程以及样品的温度的重要性有所认识。从那以后,样品的温度就降至液氮温度<sup>[3]</sup>。1956 年 Müller 又发现了场蒸发现象<sup>[4]</sup>,即在强电场的作用下,发射体表面也可脱出其自身的原子。这一现象很快被用于解释成像机理,使 FIM 有了非常显著的进展。1958 年, Müller 在柏林召开的电子显微镜国际会议上发表了 Pt, W, Re 等金属的一系列非常清晰的 FIM 照片,引起了巨大的反响。此后,许多国家都相继开展了这方面的研究工作。