

半导体光学双稳态

王 威 礼

(北京大学物理系)

目前科学家们正在拟定计划研制运用人工智能概念的第五代计算机。这一类计算机所需要的记忆能力是现有大型计算机的一万倍,而其运算速度要高出一千倍。任何计算机的三个基本功能——算术运算、逻辑运算和信息存储都是由具有两个稳态的开关器件来完成。从理论上说,目前集成电路毫微秒量级逻辑门的开关时间已接近极限时间,这是由于无论双极型的三极管或单极型的场效应管都受到半导体中载流子运动速度的限制,在设计和制作工艺中减小基区的宽度或源-漏间的距离到 $1\mu\text{m}$ 似乎已达到极限。因此要想显著地缩短开关时间必须采用完全新的开关技术,这种新型的器件要求能够在两种易于区分的输出状态间进行迅速地转换。光是最理想的信息传递者,所以制造一台光计算机是人们多年来的愿望。

1969年美国麻省理工学院的 Abraham Szöke 和他的同事们预言了光学双稳态的存在^[1],其基本设想是在法布里-珀罗干涉腔(以下简称法-珀腔)内充以可饱和吸收的非线性光学媒质,又利用干涉腔的正反馈效应,使入射光强与透射光强之间具有迟滞回线特性的双稳态。这就激发起实验和理论工作者对光学双稳态的极大兴趣。1979年英国赫里奥特-瓦特大学在 InSb ^[2] 和美国贝尔实验室在 GaAs ^[3] 中分别观察到了半导体光学双稳态现象,并指出双稳态效应主要是非线性折射率而不是非线性饱和吸收引起。

InSb 在 77K 时的实验结果指出,利用连续 CO 激光器,当入射光的波数接近 InSb 带隙的能量时,可以获得巨大的近共振非线性折射率。因此,用毫瓦量级的激光功率即可实现光学双稳现象,光学器件的尺寸相应地可缩小到微米

的数量,再加上它的毫微秒开关速度,无疑地,这些都使它具备实用价值。

一、法-珀腔中的干涉现象

我们已知法-珀干涉仪或标准具都是利用多光束的干涉现象组成的极为灵敏的光学测量仪器^[4]。其结构是二块相距 l 的互相平行的平面组成的光学谐振腔,腔内充以折射率为 n 的无损耗媒质,以平面波入射后,在谐振腔内多次反射和透射。如图 1 所示的多光束叠加得到反

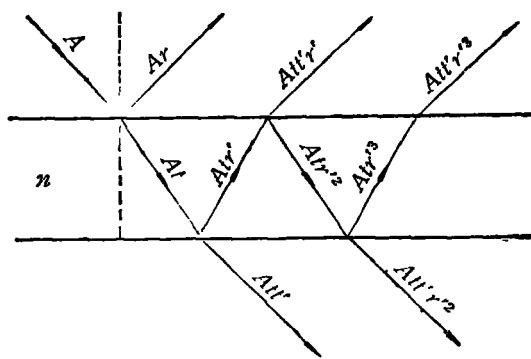


图 1 法-珀腔中多光束叠加的示意图

射波振幅 A_r 、透射波振幅 A_t 和谐振腔内光波的振幅 A_i 分别为

$$A_r = \frac{(1 - e^{i\delta})\sqrt{R}}{1 - R e^{i\delta}} A_0, \quad (1a)$$

$$A_t = \frac{T}{1 - R e^{i\delta}} A_0, \quad (1b)$$

$$A_i = \frac{\sqrt{T}(1 + \sqrt{R} e^{i\delta/2})}{1 - R e^{i\delta}} A_0, \quad (1c)$$

其中 A_0 是入射平面波的振幅, δ 是相邻两光束间的光程差所引起的相位因子

$$\delta = \frac{4\pi n l \cos \theta}{\lambda},$$

这里 λ 是入射波在真空中的波长, θ 是入射角。在运算中, 我们利用了谐振腔前后表面的反射系数满足 $r' = -r$, 反射率或反射本领为 $R = r^2 = r'^2$, 透射率和透射系数之间满足 $T = tt'$, 在无损耗表面情况下, 按能量守恒要求 $T + R = 1$ 。

因此, 入射光强为 I_0 时, 法-珀腔的反射光强度 I_r 、透射光强度 I_t 和腔内的光强度 I_i 分别为

$$I_r = \frac{4R\sin^2(\delta/2)}{(1-R)^2 + 4R\sin^2(\delta/2)} I_0, \quad (2a)$$

$$I_t = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R\sin^2(\delta/2)} I_0, \quad (2b)$$

$$I_i = \frac{1-R^2}{(1-R)^2 + 4R\sin^2(\delta/2)} I_0. \quad (2c)$$

若相位因子满足 $\delta = 2m\pi$, 其中 m 是任意正整数, 此即为法-珀腔的共振条件。在正入射情况时, 共振条件可写成以下形式:

$$m \frac{\lambda}{2} = nl. \quad (3)$$

谐振腔的光程正好等于半波长的整数倍。此时, 腔内由于反射产生的多光束形成相长的干涉, 所以通过法-珀腔的透射光的强度最大。不符合这一条件时, 透射光的强度都比较低, 如图 2 所示。对于反射光, 其极大值和极小值位置

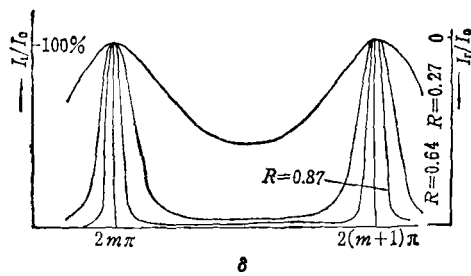


图 2 法-珀腔的透射和反射特性

刚好和透射光情况对调。因此, 腔内媒质折射率大小的变化可以达到改变光程的目的, 随之满足共振条件。如果媒质的折射率是随光强而变化的, 则通过入射光强的改变, 在满足共振条件的前后, 透射光或反射光就会出现强度的跃

变, 即实现光学双稳态现象。

二、非线性折射率

激光技术提供了各种波段的相干辐射强光源, 使大量的非线性光学现象被观察到。一般媒质的折射率和吸收系数对光强的依赖关系可简单地表示为

$$n(I) = n_0 + n_2 I, \quad (4a)$$

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \alpha_2 I, \quad (4b)$$

其中 n_0 和 α_0 分别是与光强无关的折射率和吸收系数的常数部分, 以上两式的第二项分别是折射率和吸收系数依赖于光强的非线性部分, n_2 和 α_2 是单位光强引起的非线性折射率和吸收系数。

按经典电磁理论的观点, 组成媒质的原子体系在入射光场的作用下产生感应电偶极矩, 因此研究非线性光学现象时, 主要考虑的物理量是媒质的电极化强度矢量 P 。在激光辐射与媒质相互作用时, 由于激光的高强度, 必须采取更高级的近似。为此, 可将电极化强度按入射光场的级数形式展开^[5]

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)}(-\omega; \omega) E + \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega) |E|^2 E + \dots, \quad (5)$$

式中 $\chi^{(1)}$ 称作线性电极化系数, $\chi^{(3)}$ 称作三次非线性电极化系数, ω 是激光频率, ϵ_0 是真空中介电常数。因此, 复数介电常数可以表示为

$$\epsilon = 1 + \frac{P}{\epsilon_0 E} = 1 + \chi^{(1)}(-\omega; \omega) + \frac{3}{4} \chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega) |E|^2 + \dots \quad (6)$$

所以, 非线性折射率和吸收系数与三次非线性电极化系数可表示为如下的形式:

$$\begin{aligned} (n_2 - i\alpha_2) I &= \epsilon^{1/2} - [1 + \chi^{(1)}(-\omega; \omega)]^{1/2} \\ &\approx \frac{3}{8} \cdot \frac{\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega) |E|^2}{[1 + \chi^{(1)}(-\omega; \omega)]^{1/2}} \\ &= \frac{3}{4} \cdot \frac{\chi^{(3)}(-\omega; \omega, -\omega, \omega) I}{\epsilon_0 c n_0^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

在以上推导中我们用了光强和光场的关系式,

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n_0 |E|^2, \quad c \text{ 是真空中光速.}$$

以上分析指出, 要使高级的电极化强度项起作用, 似乎必须采用兆瓦量级的大功率脉冲激光器, 使光波场强达到 $10^7 - 10^8 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ 的量级, 以致与原子内的场强相比一般不可忽略. 但是当入射激光的光子能量和媒质的两个能级间隔或半导体能带间隙的能量相等或相近时, 即产生共振或近共振时, 由量子力学的跃迁理论可以证明, 此时非线性现象可以显著地加强. 目前, 最突出的例子是半导体化合物 $\text{InSb}^{[6]}$, 利用 CO 激光器, 在近共振时实验测量得到 $n_2 = 1 \text{ cm}^2 \text{ kW}^{-1}$, 如图 3 所示. 相应的 $\chi^{(3)} = 10^{-8} - 10^{-11} \text{ esu}$, 也就是说, 使用的激光功率可以大大地减小, 用毫瓦量级 CO 激光功率观察到 InSb 中光学双稳现象的实验^[7]证实了这一点.

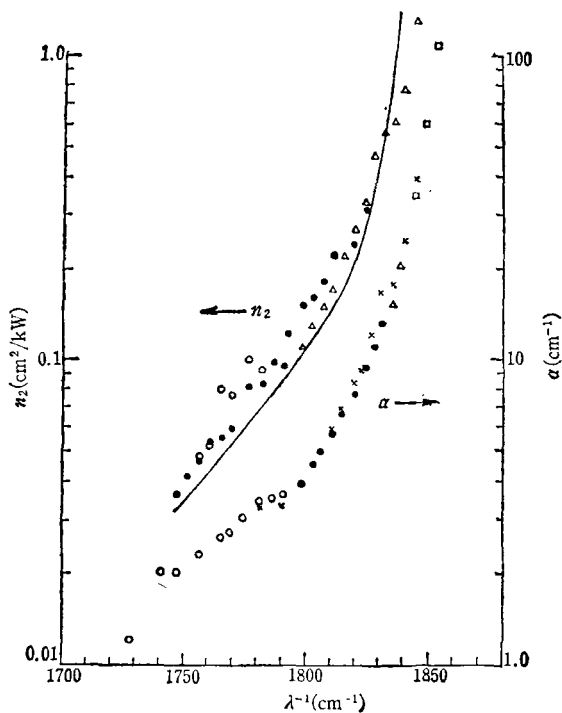


图 3 在 77 K 时, 实验测量 InSb 的吸收系数 α , 非线性折射率 n_2 和入射激光波数间的关系

三次非线性电极化系数 $\chi^{(3)}$ 可以分解成实数部分 $\text{Re}\chi^{(3)}$ 和虚数部分 $\text{Im}\chi^{(3)}$, 因此, 由(7)式可以看出, $\text{Re}\chi^{(3)}$ 导致非线性折射率, $\text{Im}\chi^{(3)}$ 和非线性饱和吸收联系在一起, 如图 4 所示.

物理

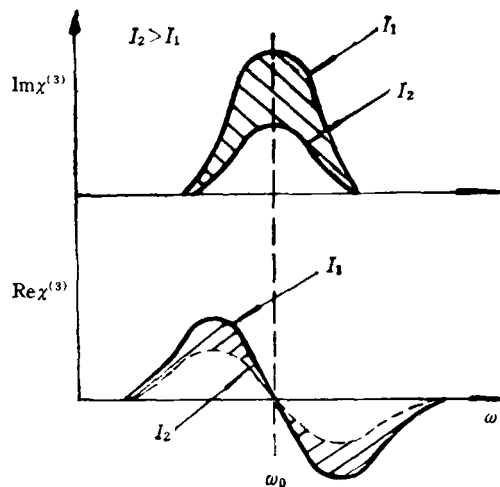


图 4 三次非线性电极化系数的实部 $\text{Re}\chi^{(3)}$ 和虚部 $\text{Im}\chi^{(3)}$ (分别对应于 n 和 α) 在不同光强时的示意图

媒质的饱和和吸收往往伴随着非线性折射率的存在. 媒质是半导体情况, 价带中的电子由于激光的激发而跃迁到导带. 对于 InSb 一类的窄禁带半导体, 导带底的有效质量较小, 导带呈非抛物线形状, 其能态密度很低, 被激发的电子很快在导带底部积累起来, 如图 5 所示, 导带底被填充后电子只能进一步激发到那些尚未被占据的高能态上, 这就出现了吸收饱和现象, 吸收光谱线的峰值位置会向短波长方向移动. 电子的激发、在导带内电子的再分布以及电子和声子作用的弛豫过程都会影响折射率的变化.

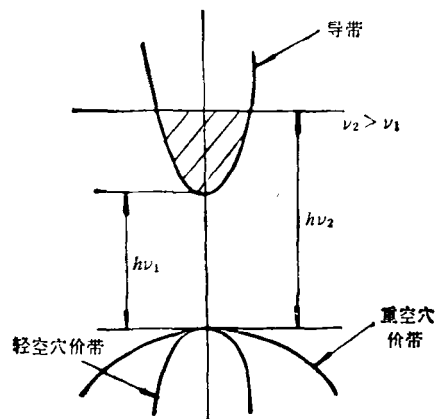


图 5 导带底电子的积累引起饱和吸收和光谱线向短波方向的移动

三、法-珀腔内的正反馈过程

最后要分析的问题显然是法-珀腔内充以非线性媒质后,改变入射光强,当相位因子一旦满足共振条件时,是否能获得如图6所示的透射光强迅速地由低输出状态跃变为高输出状

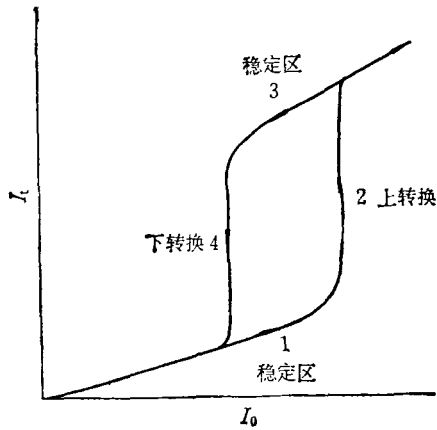


图6 光学双稳态的入射和透射光强间的关系呈迟滞回线的形式

态.因为,非线性媒质的存在,法-珀腔实现共振和透射光强达到峰值的条件应改写为

$$m \frac{\lambda}{2} = n(I)l = (n_0 + n_2 I_1)l. \quad (8)$$

上式等号右端第二项 $n_2 I_1 l$ 表示法-珀腔的光程随入射光强而变化的部分.由于非线性折射率的引入,整个法-珀腔的透过率 $T(\lambda)$ 应表示为

$$T(\lambda) = \frac{I_t}{I_0} = \frac{(1-R)^2}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} + \frac{2\pi n_2 l I_1}{\lambda} \right)}. \quad (9)$$

此外,腔内的光强与入射光强之间具有以下关系:

$$I_i = T(\lambda) \frac{1+R}{1-R} I_0. \quad (10)$$

所以,腔内的光强除了和入射光强有关外,它的变化是和透过率的变化相一致.换句话说,随着透射光强趋于峰值时,腔内的光强也会

急剧地增长.随后,腔内折射率和光程的巨大变化使多光束在腔内达到相长的干涉,从而进一步增加腔内的光强和它的透过率,形成雪崩式的正反馈过程,使透射光强转换而跃变到高输出的状态.这也正是利用法-珀腔内多光束干涉引起很陡的峰值透射特性.当入射光强从峰值略有下降时,腔内的光强还足以使折射率和光束的相位保持在透过率的峰值附近,透过率只是平缓地下降,使曲线返回起始点的过程按另一条不同的途径,构成迟滞回线的形式.由此可见,在光学双稳态器件中,某个人射光强的数值可以对应着两个明显区分的透射光强的数值.

事实上,光学双稳态的数学形式解可以利用(9)和(10)式消去 I_1 后,得到透过率 $T(\lambda)$ 和入射光强 I_0 的关系解.这一点也可用图解的方法来说明.图7中的曲线表示(9)式,直线

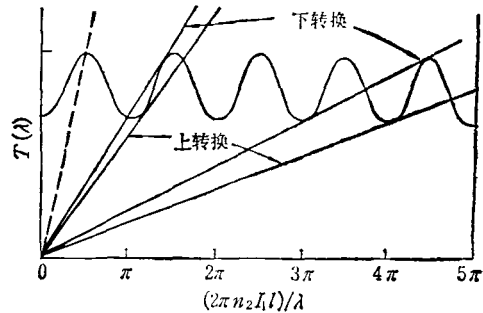


图7 在 $\delta = \pi$ 和 $4R/(1-R)^2 = 0.5$ 的条件下,由表示(9)式的曲线和(10)式的直线的交点可估算各阶双稳态现象

表示(10)式,当两者存在两个或两个以上交点时,就有可能出现双稳态现象.由图7还可看出,对于高阶的双稳态过程,得到较宽的迟滞回线,并易于在实验中观察到.相反,在低阶的过程中,得到较窄的迟滞回线,甚至是单值曲线,以上的分析均已为图8的实验结果^[8]所证实.

图9画出了观察半导体光学双稳态的实验装置,样品是掺杂浓度 $N_D - N_A \sim 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 的InSb,厚度为120—580 μm ,样品表面经过研磨和抛光后,其自然折射率可以达到约36%的反射率,也可以蒸镀两层Ge和ZnS,获得约70%

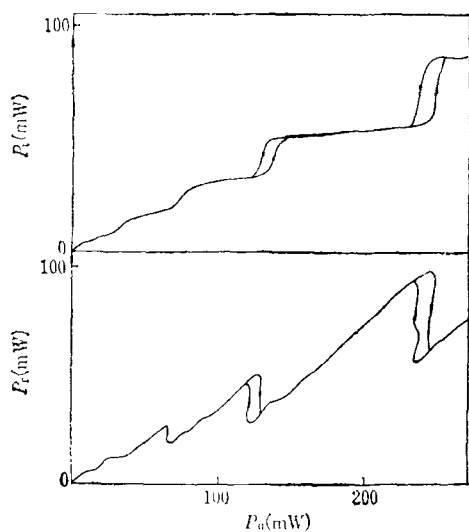


图8 由实验测量所得透射功率 P_t , 反射功率 P_r 和入射功率 P_0 的变化曲线(工作温度是 5K, CO 激光的波数是 1895cm^{-1} , 光斑为 $180\mu\text{m}$, 样品大小为 $5 \times 5\text{mm}^2 \times 560\mu\text{m}$ n 型掺杂浓度 $5 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$)

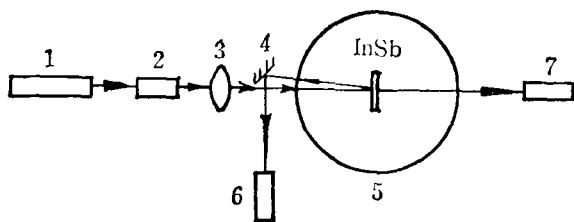


图9 半导体光学双稳态实验装置图

1. 可调谐、连续 CO 激光器; 2. 衰减器和空间滤波器; 3. 红外透镜; 4. 全反射镜; 5. 低温光学柱瓦; 6, 7. 热释电接收器

的反射率。从器件的角度来看, 它的制作工艺是简便的。样品放在 4K 的液氮或 77K 的液氮低温容器内, 在以上温度时 InSb 的禁带宽度分别约为 1899cm^{-1} 和 1840cm^{-1} 。有光栅控制的可调谐、连续 CO 激光器作为入射光源。激光光束通过衰减器和空间滤波器, 光强连续变化并接近理想的高斯光束。经过红外透镜聚焦在样品上的光斑直径约为 $150\mu\text{m}$, 用热释电接收器测量透射或反射光强。

最近数年光学双稳态现象普遍地受到各国

物理工作者的重视。目前, 在室温条件下, 分别在一些半导体材料中观察到双稳态^[9], 如 GaAl-As (Bell 和 Arizona, 在 $0.8\mu\text{m}$ 波段), Te (Jena, 在 $10.6\mu\text{m}$ 波段), InSb (Heriot-Watt, 在 $10.6\mu\text{m}$ 波段) 和液晶 (Berkeley, 可见波段)。同时, 低温条件下, 在一些窄禁带半导体 CuCl, CdS, Cd-HgTe 和 InAs 中也分别观察到该现象^[10]。它们的开关导通时间大部多在微微秒的量级, 而使用的激光波长和功率各不相同。但至今尚未能同时在室温、毫瓦量级入射功率和可见波段能用于光导纤维的条件下实现光学双稳。这正是需要各方面的科学工作者努力合作, 进行探索、研究和奋斗的方向。

目前在 InSb 光学双稳态的基础上, 已实现了具有光放大作用的光晶体管, 由双稳态迟滞回线构成的记忆元件, 以及利用双稳态的透射和反射光组成的各种光逻辑门。这些崭新的光学技术和器件的应用目标之一是设想研制一台全光学器件组成的光计算机。尽管尚存在许多棘手的困难问题和障碍, 但我们认为, 光计算机仍将会呈现出灿烂的前景。

参 考 文 献

- [1] A. Szoke et al., *Appl. Phys. Lett.*, **15**(1969), 376.
- [2] D. A. B. Miller and S. D. Smith, *Opt. Commun.*, **31**(1979), 101.
- [3] H. M. Gibbs et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 1135.
- [4] A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics*, Holt, Rinehart and Winston, Inc. (1971), 169.
- [5] D. C. Hanna et al., *Nonlinear Optics of Free Atoms and Molecules*, Springer-Verlag, (1979), 169.
- [6] D. A. B. Miller et al., *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 197.
- [7] D. A. B. Miller et al., *IEEE J. Quantum Electronics* QE-17 (1981), 312.
- [8] D. A. B. Miller et al., *Appl. Phys. Lett.* **35**(1979), 658.
- [9] S. D. Smith, *Nature*, **307**(1984), 315.
- [10] N. Peyghambarian and H. M. Gibbs, *Opt. Engin.*, **24**(1985), 68.