

磁,在化学反应中携带催化剂,做教学模具的地球模型等。许多应用仍处在发展和设计阶段。随着进一步的研究和应用,必然会给一些领域带来新的启示。

参 考 文 献

[1] Reinald Schumann, *Antriebstechnik*, 14-4 (1975),

172.

- [2] J. Lavoie, *Machinc Design*, June 1(1973), 78.
 [3] Ronld Moskowitz, ASME Design Engineering Conference and Show, (1974), 74-DE-5.
 [4] 下飯坂潤三等,《粉体および粉末冶金》,22-1(75.1), 22.
 [5] 可知祐次,《固体物理》,8-8(1973), 449.

气体激光激励过程与新激光器的研究

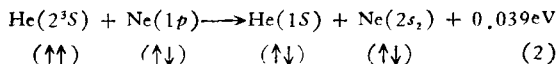
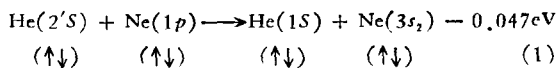
邱 明 新

(上海市激光技术研究所)

一、气体激光的微观过程

1. 能量共振转移碰撞过程

氦氖激光是由氦亚稳态原子与氖基态原子能量共振转移碰撞,引起对激光上能级的泵浦,形成集居数反转状态。



前一过程产生 6328 埃($3s_2-2p_4$)和 3.39 微米($3s_2-3p_4$)激光,后一过程产生 1.15 微米($2s_2-2p_4$)激光。这两过程相应的能级差小于 0.1 电子伏特,都满足能量共振条件。式下的箭头表示电子自旋趋向,过程(1)满足维格勒自旋守恒定则(WSR),不引起电子自旋趋向的变化。过程(2)引起电子自旋趋向的变化,不满足 WSR。因此,过程(1)的截面大于过程(2)。有人用脉冲余辉法测量了氦亚稳态消激发过程的总截面,但不能测量这两过程的截面,而我们于 1964 年用新的方法测量了这两个过程的转移截面。我们是利用关系式

$$\frac{n}{\tau} = \sigma n_m n_0 \bar{v}, \quad (3)$$

式中 n 分别为 $3s_2$ 或 $2s_2$ 态氖原子集居数浓度, τ 为 $3s_2$ 或 $2s_2$ 态的寿命, n_m 为 2^1S 态或 2^3S 态氦亚稳态浓度, n_0 为基态氖原子浓度。用测量线宽、吸收系数、谱线强度从而求得截面 σ 。过程(1)的截面为 3.40×10^{-16} 厘米²,过程(2)的截面为 2.31×10^{-17} 厘米²。

类似于氦氖激光的有氦氧 8446 埃(3^3P-3^3S), 氦

亚稳态将能量交给氧分子,使后者引起分解激发。类似于氦氧的氧原子有碳、氮、硫和溴等激光。

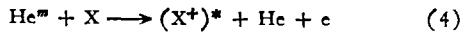
2. 电子直接碰撞激发过程

与基态有光学联系的激发态电子碰撞引起的激发截面一般大于亚稳态的激发截面,例如铜蒸气激光 5106 埃($^2P_{3/2}^0-^2D_{3/2}$)和 5782 埃($^2P_{1/2}^0-^2D_{3/2}$)属于这一类激光器。由于下能级是亚稳态,激光是自终止的。对上能级的电子碰撞引起的激发截面为 9.7×10^{-16} 厘米²,增益很高可引起超辐射。用铜的卤化物代替纯铜可使工作温度从 1500 度降至 400 至 600 度,用双脉冲或高重复频率激励,前一放电脉冲提供铜的卤化物分解,后一放电脉冲使分解出来的铜原子激发,两个脉冲要求有一定的时间间隔。在一万多次重复脉冲放电运用下,平均功率十瓦,效率百分之一^[1]。类似于铜蒸气的激光有铊(5353 埃)、铅(7229 埃)、金(6278 埃)、镉(5311 埃)、铊(1.36、1.22 和 1.017 微米)和钡蒸气。自终止的激光还有氦(5401 埃)、氮(3371 埃)和氢等。

一氧化碳激光也是以电子激励为主的,波长为 5 至 5.9 微米^[2]。放电等离子体中的电子温度远高过一氧化碳的振动温度,因此电子碰撞引起一氧化碳集居数反转。轴向放电一氧化碳激光充以氮、氦、一氧化碳、氧、氙和汞,用液氮冷却,效率可达 40%。加氮为了提高电子温度和对下能级的弛豫碰撞,加氮可引起部分能量转移激励。

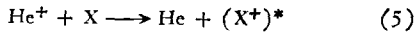
3. 潘宁过程与转荷过程

高电离电位元素的激发态在碰撞过程中将激发能交给低电离电位元素,使后者电离激发的现象称为潘宁效应:



氦镉激光是靠潘宁过程作为主要激发过程的激光,潘宁截面为 6.5×10^{-13} 厘米²。镉蒸气由加热阳极一端镉池获得,通过电泳在阴极一端凝结,输出波长为 4416 埃和 3250 埃。

采用空心阴极横向放电,可产生较多的快速电子,电离碰撞产生较多的氦离子。氦镉空心阴极激光有十余条激光谱线,其中 4416 埃、5378 埃和 6360 埃组成了理想的三基色,称为白激光^[3]。它是一种笛子形空心阴极和多阳极的放电结构,在空心阴极激光器中激光的作用区是阴极位降区,有较高的 E/P 值。另外还有槽形和环形空心阴极结构,槽形空心阴极可产生较大的放电电流,环形空心阴极可产生大功率激光输出。空心阴极激光器的主要激励过程是转荷过程,转荷激发过程是近共振的过程。

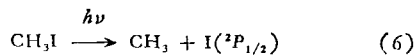


氦镉激光的转荷截面为 3.7×10^{-13} 厘米²。连续运用的蒸气激光已有氦铊、氦铟、氦汞、氦碘、氦碲、氦碘化镉、氦铜、氦铝和氦铅等,波长从近红外到紫外。

4. 光泵过程

光子共振吸收截面可达 10^{-14} 厘米²,理论上可证明足够强和足够窄脉宽的可调光泵浦下,任何纯物质都是激光物质。第一台光泵气体激光是铯蒸气激光。汞蒸气在汞灯照射下吸收 2537 埃激发至 $6p^3P_1$ 态,该态与氮无辐射碰撞跃迁至 $6p^3P_0$ 态。 $6p^3P_0$ 态吸收 4047 埃激发至 $7s^3S$ 态,产生 5461 埃 ($7s^3S-6p^3P_2$) 连续激光。下能态再一次与氮碰撞无辐射跃迁至 3P_0 态。申蒂雷陀染料蒸气用光泵可产生 3930 埃激光。光泵硫蒸气激光可以调谐^[4]。光泵铯蒸气激光作用过程如玻璃激光那样。

碘甲烷(或碘乙烷或碘丙烷)经光泵分解激发产生 1.315 微米的碘原子激光,效率千分之八,能量千焦尔。



光泵分解激发的激光还有氧化铟(4511 埃)和氧化碲(OCSe)^[5],后者产生碲原子激光 4890 埃和 7770 埃。

5. 准分子过程

准分子 $(AB)^*$ 在激发态是分子态,基态则分裂为 A 和 B 原子态,准分子基态是空的,因此它产生的激光是高增益、高效率和高功率。构成准分子的种类很多,如惰性元素之间、惰性元素与卤素、惰性元素与氧、惰性元素与碱金属、重金属元素之间、惰性元素与氢等,准分子是极为重要的激光物质。

早在卅年代就发现了汞 (Hg_2^*)、镉 (Cd_2^*)、锌

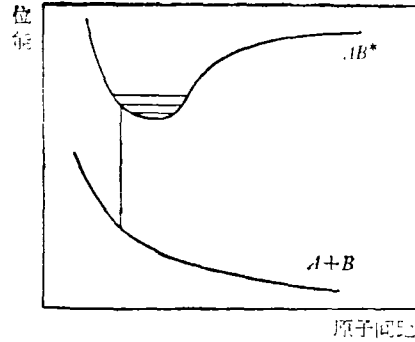
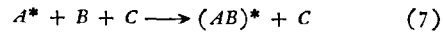


图1 准分子位能图

(Zn_2^*)、镉氢 (HNe^*)、氦氢 (HHe^*) 和铯 (LiXe^*) 等准分子。准分子是通过三体碰撞形成的,要求工作气压较高。

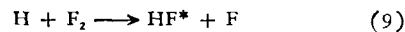
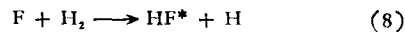


第一台准分子激光为铯准分子激光^[6],波长为 1720 埃,峰值为 500 兆瓦,脉冲宽度数+毫微秒,用电子束激励。后来获得氩 (Ar_2^*) 1265 埃、氙 (Kr_2^*) 1457 埃、氧化铯(5300 和 5500 埃)、氧化氙(5577 埃)和卤素惰性元素准分子(简称卤惰准分子)激光。卤惰准分子激光如氟化铯 (XeF^*), 3530 埃、氟化氙 (KrF^*) 2485 埃和氟化氙 (Ar_2F^*) 1930 埃等。氟化铯准分子用快速放电激励每脉冲可达百毫焦尔,内循环高重复频率运用时平均功率 8 瓦^[7]。用电子束激励每脉冲百焦尔,效率 10%。

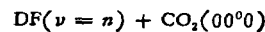
正在研究的准分子很多,如汞铯 (HgXe^*)、汞氢 (HgH^*)、汞铊 (HgTl^*)、汞氨 (HgNH^*)、铯化铯 (CsXe^*)、氟化二氙 (Kr_2F)、氟化二氙 (Ar_2F) 等物质有可能产生激光作用。一些准分子激光有可能连续运用,因为基态是排斥态,目前有钠二聚物 (Na_2) 等在光泵作用下可以连续运用^[8],但二聚物的基态不是排斥态,而是束缚态。

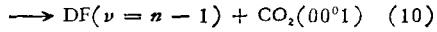
6. 化学过程

以上过程为准化学过程,与化学过程没有截然的界限,例如(6)与(7)的过程。最主要的化学激光是氟化氢激光,用光泵、电子束或化学过程产生初生卤素,便可引起连锁反应,例如氟化氢激光



氟化氢激光波长 2.6 至 2.9 微米,连续运用千瓦级功率^[9]。氟化氢(3.7 至 4 微米)和溴化氢(4 至 6 微米)激光在超声流动下均可有数百瓦功率。氟化铯将激发能交给二氧化碳,产生数百瓦激光,波长为 10.6 微米。





式中 $\nu = n$ 表示第 n 振动态。

金属铝、钛、铜、锌和铀等元素在氟中爆炸可产生 0.3 至 3 微米激光脉冲。连续运用时称为金属氧化剂激光，如将高温氟气通过铜池后喷进氟气中产生 1.8 至 14 微米激光，也可用锂或锌代替铜。氟可用臭氧代替。锆在氧和水汽中产生 9.45 至 12.8 微米激光。二硫化碳在氧气中燃烧可产生一氧化碳火焰激光。

7. 绝热膨胀过程

绝热膨胀冷却往往可使分子振动能级集居数反转，工作体积可大为扩大，也不引起分子键的断裂，实现大功率输出，目前已获得一氧化碳和二氧化碳气体激光，后者输出功率可达数百千瓦。将一氧化碳、氧、水汽、氮和氦气混合燃烧至一千度以上，经快速膨胀冷却抽空下能级，如图 2 所示。绝热膨胀也有可能引起转动能级的集居数反转，获得大能量、高效率的亚毫米波激光。

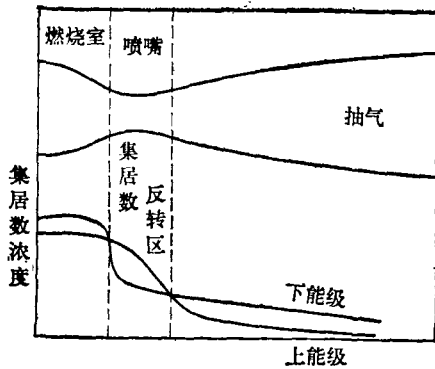


图 2 绝热膨胀引起集居数反转

二、新激光器的研究方法

在新激光器的研究过程中，几乎理论上的预言与实验研究是同等重要的。氦氖激光和氩激光等是理论预言的，而氙激光和氙镉激光等则首先从脉冲放电获得。最近这两方面的工作有了很大的发展，成为激光的前沿领域。例如准分子铯氙 (CsXe^*)、镉汞 (CdHg^*) 等物质作了光谱研究；有人预言镁、镓、钡和铅可产生连续紫外激光等。可以认为任何元素和化合物都是激光物质，激光的种类和波长将会继续增加。下面将以一些气体激光为例说明某些寻找新激光器的方法。

1. 能量共振法

在氦氖激光成功以后，很多人寻找类似于氦氖激光的工作物质没有多大成果，二氧化碳激光是一特例。氮是由相同原子组成的分子，没有偶极矩，振动态寿

命很长，达 0.1 秒，与二氧化碳 (00^01) 态仅差 18 厘米⁻¹，很好地满足了能量共振条件。二氧化碳激光波长为 10.6 微米左右，从轴向放电发展为横向或纵向流动、折叠、调 Q、TEA (即横向大气压激励)、气动、化学和波导二氧化碳激光等。长寿命二氧化碳激光用一氧化碳代替了氮^[10]，并用银铜阴极代替钨阴极。二氧化碳激光出现之后还诞生了类似于该激光器的一些能量共振转移激光如二硫化碳、硫氧化碳和乙炔等激光。

2. 脉冲放电与电子束激励普查

接着，由于脉冲激光的出现，开始了工作物质的普查，因为脉冲放电时 E/P 值很大，有利于上能级的激发，当时已有的所有气体激光都证实了在脉冲放电下能够工作。直至 1965 年脉冲普查发现了卅余种元素的激光，大大增加了激光谱线，为新的连续激光研究积累了不少资料。例如脉冲氩激光的某些谱线寿命长达毫秒，称为准连续，这启发了连续氩激光的研究。由于脉冲运用时大电流也启发了用石英毛细管水冷的放电结构，后来发展为金属或石墨的分段结构和氧化铍陶瓷结构。输出波长从 4880 埃和 5145 埃等可见激光发展为两次电离的紫外激光 3511 埃和 3638 埃^[11]，可见氩激光最大功率为 150 瓦，紫外氩激光最大功率为数瓦。

电子束最初被用于 TEA 激光的预电离的，后来自然地用于泵浦源。由于电子束具有更多的快速电子，并有很短的脉宽 (毫微秒级)，故大多现有的气体激光能在电子束激励下运用，预计大多物质能在电子束激励下产生激光。电子束是继脉冲放电之后成为有效的探索工具，最初用电子束获得了氢拉曼带激光 1525—1613 埃 ($B^1\Sigma_g^+ - X^1\Sigma_g^+$) 和委纳带激光 1025—1239 埃 ($C^1\Pi_u - X^1\Sigma_g^+$)。氢激光是由于与氮分子能级类比作了简单的理论计算，定出其激光波长与脉冲宽度^[12]。类似于氢或氮的激光还有氟 (F_2) 1575 埃、氯 (Cl_2) 2190 埃、溴 (Br_2) 2920 埃、碘 (I_2) 2420、3423 和 3424 埃、一氧化碳 1800—2000 埃等激光，也都是用电子束激励的。另外，电子束泵浦产生了氯化亚汞 (5576 埃) 和溴化亚汞 (5018 埃) 激光。电子束泵浦申蒂雷陀蒸气染料获得超辐射激光^[13]。

3. 加缓冲气体法

一些缓冲气体对激光有明显的良好作用，氮对大多数气体激光是无害的，例如 3.5 微米的氙激光器中加上氮使工作气压大大提高成为实用化器件。

氮激光 3371 埃 ($C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$)，上能级寿命为 40 毫微秒，电子碰撞的激发截面很大，而下能级寿命长达 5—8 微秒，电子碰撞引起的激发截面很小。在短于上能级寿命时间内可以产生集居数反转，用 Blumline 线产生快速放电，如图 3 所示。激光脉冲为 6 毫微秒。

后来用氦缓冲气体,用电子束激励发现激光脉宽为 20 毫微秒,测试后发现波长为 3577 埃氦激光,效率为 2%,兆瓦级输出,很多激光是偶然发现的,这是其一。将缓冲气体换成氦气就有了新发现了,为氮分子离子激光 4278 埃 ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$)^[14]。

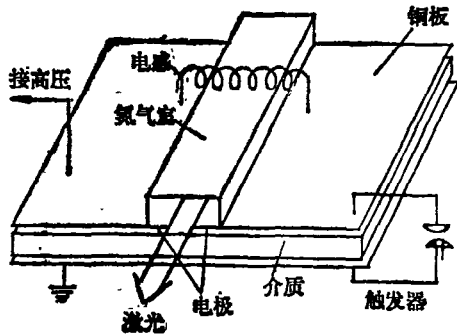
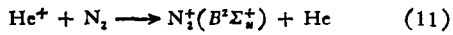


图3 Blumline 快速放电结构

4. 能级类比法

我们于 1965 年初使用过这一方法,利用惰性元素的壳层结构的相似性,查出对应于连续氦激光谱线的脉冲氦离子激光谱线。由表 1 可知至少有五条脉冲氦离子激光可以连续运用,并认为对应于氦激光强线 4880 埃和 5145 埃的氦离子激光 4619 埃和 5682 埃也可能是强线。实验证实了这一预计,获得了这些激光谱线。后来用可见光全覆盖介质膜^[15]获得了较早的白激光,除表上 5 条谱线外尚有红绿蓝 7 条连续谱线。

表 1 离子激光谱线对应表

能级	Ar II	Kr II	Ne II	Xe II
$np^2P_{3/2}^0 \rightarrow ns^2P_{3/2}$	4545 埃 (连续)		3324 埃 (脉冲)	
$np^2S_{1/2}^0 \rightarrow ns^2P_{1/2}$	4579 埃 (连续)	4680 埃 (脉冲)		
$np^2P_{1/2}^0 \rightarrow ns^2P_{3/2}$	4658 埃 (连续)	4847 埃 (脉冲)		
$np^2D_{3/2}^0 \rightarrow ns^2P_{3/2}$	4727 埃 (连续)			
$np^2P_{3/2}^0 \rightarrow ns^2P_{1/2}$	4765 埃 (连续)		3393 埃 (脉冲)	5260 埃 (脉冲)
$np^2D_{5/2}^0 \rightarrow ns^2P_{3/2}$	*4880 埃 (连续)	4619 埃 (脉冲)		
$np^2D_{3/2}^0 \rightarrow ns^2P_{1/2}$	4965 埃 (连续)	4762 埃 (脉冲)		
$np^4D_{3/2}^0 \rightarrow ns^2P_{3/2}$	*5145 埃 (连续)	5682 埃 (脉冲)		

* 表示强线

同属元素往往产生同一类型的激光,如上述电子束激励的氟氯溴碘分子激光,铍镉汞都是良好的蒸气激光物质,铜银金都是溅射式蒸气激光物质。溅射式空心阴极铜激光也是偶然发现的,是在研究氦氮空心阴极激光中发现 7808 埃铜离子激光 ($6s^2D_{3/2} - 5p^3F_2^0$)^[16],后来将氦气换成氖气获得 2505、2591 和 2599 埃激光。由于银与铜是同属元素,用银获得 3181 埃激光,最后金也试验成功了。

5. 新激励方法的研究和激励方法的推广

气体激光的发展在很大程度上取决于激励技术的进展,气体激光从轴向放电发展到脉冲放电、弧光放电、横向快速放电,并利用了快速流动、绝热膨胀、光泵、化学激励、微波、爆炸、空心阴极、波导、电子束、 γ 射线和核泵等新技术,并将进一步采用新技术,所以未来一代的激光器在技术上复杂化。例如用 γ 射线泵浦二氧化碳、氟化氢和氙准分子激光已经实现,核泵气体激光用 α 粒子动能或中子质子反应产生大量质子的动能作为泵源,已获得氦氖 (3.5 微米)、汞汞 (6150 埃)、氖氖 (8625 和 9393 埃) 和氦氖 (1.79 微米) 等核泵激光。用等离子体中电子与正离子复合过程激励的复合激光已有镁、钙、铜、钡和镉离子激光,复合铜离子激光峰值功率为 50 瓦,波长为 4305 埃^[17]。负离子激光过程和禁戒四极子跃迁激光也已提了出来,用电子束泵浦产生了氧原子 ($1S_0 - 1D_2$) 5577 埃的激光就是一种四极子跃迁的激光。有人在理论上提出高压下氦分子离子 He_2^+ 与铜原子之间转移用以产生大能量 3250 埃激光的方案等。

一些有效的泵浦技术的推广也获得新的激光器件,例如气动从二氧化碳激光推广到一氧化碳激光等。

三、气体激光的发展动向

1. 远红外激光

若工作气压相同,集居数反转浓度近似地可以认为是常数,激光功率 $P \propto \frac{V}{\lambda}$,式中 V 为体积, λ 为光波波长。当激光功率保持不变时,激发体积必须与波长成比例地增加。例如 0.6 微米激光波长增到 0.6 毫米时放电体积应增加一千倍才能保持相同的功率,大体积辉光放电的均匀性难以保证。另外,放电很易引起分子键的断裂,如水蒸汽激光 (27.9、78.8 和 119 微米),由于氢氧键的断裂,激光输出很快下降。因此,气体放电不是远红外激光优良的泵浦。最成功的是氟化物激光 (773.5、676、545、538、372、337 和 82 微米),在 10 厘米管径数米长的放电管内充以氮、甲烷、氖、氩和酒精放电产生氟化氢,连续输出仅为数百毫瓦^[18]。

二氧化碳激光作为光泵激励复杂分子和氟化甲烷、氨、氯化甲烷、甲醇、二氟乙烷等，也产生远红外激光。氨吸收 R₃ 支 (10.333 微米) 产生 Q(22) 跃迁，波长为 280 微米。用 9.55 微米激光激发氟化甲烷产生 496 微米 (452 至 541 微米) 激光，这是笛克超辐射，氟化甲烷分子在激光泵浦下排列成一个巨偶极子，不产生集居数反转便能产生相干辐射。另外，可用二氧化碳激光振转谱之间差频产生相干的远红外辐射，但效率很低。利用电子束在电磁场中迴转运动产生相干辐射的一种新型微波管，效率很高，目前最短波长为 0.92 毫米^[19]，还有进一步缩短波长的可能。有人观察到蟹状星云发射亚毫米波激光，我们猜测它可能是电子束在电磁场中迴转运动产生的。

由于同位素分离的需要，引起了探索 15.9 微米激光的热潮，已经有几种方法获得了成功。例如 3.1 焦耳的二氧化碳激光脉冲经 77K 1 大气压氢气中受激拉曼散射产生 16 微米。其他如光泵六氟化硫、溴化氢与二氧化碳混合光泵或气动方法等都可获得 16 微米激光。

2. X射线激光

X 射线激光要求内壳层集居数反转，与外壳层集居数反转并无原则上的差别，可以用布喇格散射元件或分布参量反馈。多普勒增益系数

$$g = \left(\frac{4 \ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{\lambda^2}{8\pi} \frac{1}{\Delta \nu_D \tau_{\pm}} \cdot \left(n_{\pm} - \frac{g_{\pm}}{g_{\mp}} n_{\mp} \right), \quad (12)$$

式中 λ 为波长， g_{\pm} 为上下能级的统计权重， n 为上下能级集居数浓度， $\Delta \nu_D$ 为多普勒半宽度。

$$\Delta \nu_D \propto \frac{1}{\lambda}, \quad n_{\pm} - \frac{g_{\pm}}{g_{\mp}} n_{\mp} \approx R \tau_{\pm}, \quad (13)$$

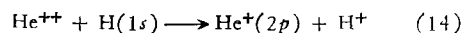
R 为激发速率， τ_{\pm} 为上能级寿命，故得 $g \propto R \lambda^3$ 。在 X 射线波段主要为辐射加宽，辐射加宽时线宽反比于波长三次方，则 $g \propto R \lambda^3$ 。因此要保持增益不变时，激发率反比于波长三次方至五次方增加。若考虑光子的能量则泵浦功率反比于波长的四次方至六次方。例如 1 微米激光泵浦功率为 1 瓦时，10 埃激光泵浦功率至少为 10^{12} 瓦。辐射寿命正比于波长三次方，1 微米激光上能级寿命为 10^{-6} 秒，10 埃激光上能级的自发辐射寿命则为 10^{-13} 秒。泵浦功率必须在 10^{-13} 秒时间内输入，目前能源如放电时间为 10^{-7} 秒，电子束脉冲为 10^{-9} 秒，离子束为 10^{-8} 秒，超短激光脉冲为 10^{-12} 至 10^{-13} 秒。从时间讲超短激光脉冲激发比较好。探索 X 射线激光的方法有外壳层剥离法、X 光光泵、离子束、非线性光学倍频和受激康普顿散射。

用激光或放电加热可产生外壳层的剥离，例如氖离子 Ne^{3+} 可产生 2358 埃 ($3p^4 D_{3/2}^0 - 3s^4 P_{3/2}$) 激光，铀离子 U^{92+} 是类 Ne^{3+} 离子，上能级寿命为 10^{-13} 秒，可产生 11 埃激光。由光谱项与电荷平方成正比，可知氢

激光谱线为 1.875 微米，对应的类氢离子 Na^{10+} 激光波长为 163 埃。有人用 YAG 激光加热碳丝，预计 100 焦耳时可产生 182 埃激光振荡^[20]。

光子激励紧束缚电子的截面比外层电子激发截面大，而电子碰撞则对外壳层电子激发截面比内壳层电子激发截面大，故光泵更易引起内壳层电子反转。例如 124 电子伏的光子使铜 K 层电子电离截面为 L 层电子的 8 倍，有可能产生 1.537 埃激光。

α 粒子与氢靶转荷预计可获得 304 埃激光^[21] He^+ ($2p-1s$)



该过程的截面为 10^{-15} 厘米²。另外，用高能氦离子束轰击碳靶产生氦 L 层电子激发，使波长为 56 埃 ($3s-2p$) 态之间集居数反转。

目前最短的相干光为 380 埃^[22]，是在氦气中 7 倍频得到的，基波是 1.06 微米 4 倍频后的光。前一时期用 1.06 微米 4×5 倍频得到 532.2 埃、6943 埃， 3×4 倍频得 570 埃。

受激康普顿散射是用电子束与光子对撞，反向散射的光子由于多普勒频移波长变得很短于入射光子波长

$$\lambda_s = \lambda_i \frac{\epsilon_0^2}{4\epsilon^2}, \quad (15)$$

式中 λ_s 为散射光波长， λ_i 为入射光波长， ϵ_0 为电子静能， ϵ 为电子能量。只要电子动能足够高， λ_s 便足够短^[23]。

剥离铀原子至 U^{93+} 需 0.5 兆电子伏特， 10^{15} 个原子消耗 100 焦耳能量。另外剥离法产生很宽的正离子谱，使工作物质浓度下降。同时也产生除 K 层电子以外如 L 层电子等激发，进一步使工作物质浓度下降。故剥离法不是良好的方法。非线性光学倍频和受激康普顿散射的转换效率极低，无实用价值。X 射线光泵与离子束技术则是比较有希望的方法，但前者由于 X 射线不能聚焦，激发能量密度不够，后者由于离子束浓度还不够大，也有待于进一步突破。

3. 自由电子激光

自由电子可看成电子气，在加速、碰撞或超介质光速时发生辐射，称为自由-自由跃迁，而将束缚电子的位能跃迁称为束缚-束缚跃迁。自由电子激光由于电子的运动多样化因而种类也很多，如受激韧致辐射、受激康普顿散射和受激切仑可夫辐射等，这里只简述受激韧致辐射。将相对论电子束通过周期磁场，已得到 3.417 微米自由电子激光^[24]，其装置如图 4 所示

给电磁场张量的劳伦茨变换，在电子坐标系看，存在以 $-v$ 速度传播的电磁场，磁场的幅值为静磁场的 $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 倍，电场的幅值为静磁场的 $\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$ 倍。式

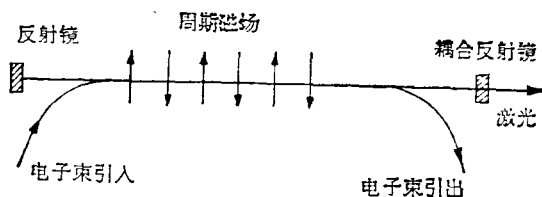


图4 自由电子激光示意图

中 $\beta = \frac{v}{c}$, c 为光速, v 为电子速度。电子与虚光子散射产生的散射波在电子坐标系中波长仍为

$$\lambda_{\text{电}} = L \sqrt{1 - \beta^2},$$

L 为磁场周期, 但反向散射波由于相对论多普勒效应在实验室坐标系中的波长为 $\lambda_{\text{实}} = (1 - \beta)L$ 。当 v 趋向于 c 时, $\lambda_{\text{实}}$ 很短, 并随电子速度调谐。受激励致辐射的增益可以借助康普顿散射的截面来计算^[13], 电子损失动能使光子能量增加是一个反康普顿过程, 由于上下能级都是空的, 纯增益是受激辐射与吸收之差。计算表明从红外至紫外都有可能产生振荡, 但红外的纯增益较大。自由电子有可能产生高效率、大功率和宽频带的可调谐激光。自由电子激光的成功说明自由-自由跃迁与束缚-束缚跃迁是两类平行方法, 在无线电频率或光频区这两种方法都能产生相干辐射。

参 考 文 献

[1] C. J. Chen, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **33**(1978), 146.
 [2] T. W. Frank, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **25**(1974), 463.
 [3] K. I. Fujii, et al., *Opt. Commun.*, **13** (1975), 122.
 [4] S. R. Leone, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **30**(1977),

346.
 [5] H. T. Powell, et al., *Jour. Opt. Soc. Amer.*, **68**(1978), 711.
 [6] W. M. Hushes, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **25** (1974), 85.
 [7] P. M. Johnson, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **32** (1978), 291.
 [8] B. Wellegehausen, et al., *Jour. Opt. Soc. Amer.*, **68**(1978), 715.
 [9] N. R. Greiner, et al., *IEEE Jour. Quant. Elec.*, **10**(1974), 646.
 [10] U. R. Hochuli, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **29** (1976), 795.
 [11] T. K. Tio, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **30**(1977), 481.
 [12] J. K. Rice, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **31**(1977), 31.
 [13] G. Marowsky, *Appl. Phys. Lett.*, **32**(1977), 561.
 [14] V. N. Icharko, et al., *Opt. Commun.*, **13**(1975), 231.
 [15] 袁慧等, 科学仪器增刊, **2**(1966), 145.
 [16] L. Csillag, et al., *Phys. Lett.*, **50A**(1974), 13.
 [17] E. M. Campbell, *Appl. Phys. Lett.*, **30**(1977), 575.
 [18] C. D. Bicanic, et al., *Infrared Phys.*, **14**(1974), 153.
 [19] J. L. Hirshfield, et al., *IEEE Trans. MTT*, **25** (1977), 522.
 [20] T. W. Smith., *Opt. Las. Tech.*, **9**(1977), 137.
 [21] D. C. Haneisen, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **32** (1977), 308.
 [22] J. Reintjes, et al., *Appl. Phys. Lett.*, **30**(1977), 481. *Appl. Phys. Lett.*, **32**(1977), 308.
 [23] P. H. Pantell, et al., *IEEE Jour. Quant. Elec.*, **10**(1974), 726.
 [24] D. A. Deason, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 892.
 [25] M. J. Mandey, *Jour. Appl. Phys.*, **42**(1971), 1906.



(上接第 249 页)

(1975), 273.
 [18] C. N. J. Wagner, *Vac. Sci. Technol.*, **6**(1969), 650.
 [19] R. J. Temkin, W. Paul and G. A. N. Connel, *Adv. Phys.*, **22**(1973), 581.
 [20] D. T. Keating, *J. Appl. Phys.*, **34**(1963), 923.
 [21] J. E. Enderby, D. M. North and P. A. Engels-

taff, *Phil. Mag.*, **14**(1966), 961.
 [22] J. Bletry and J. F. Sadoc, *J. Phys. F (Metal Phys.)*, **5**(1975), L110.
 [23] Y. Waseda and S. Tamaki, *Phil. Mag.*, **32** (1975), 951.
 [24] D. E. Sayers, F. W. Lytle and E. A. Stern, in *Adv. in X-Ray Analysis*, (W. N. Mueller, ed.) Plenum Press, N. Y., **13**(1970), 248.
 [25] J. L. Finney, *Nature*, **266**(1977), 309.