

被动锁模产生半导体激光 ps 超短脉冲

吴松 高以智

(清华大学无线电系, 北京)

Picosecond ultra-short optical pulses generated by passive mode locking of semiconductor lasers

Wu Song, Gao Yizhi

(Department of Information Electronics, Tsinghua University, Beijing)

提要: 本文报道利用质子轰击激光二极管端面产生可饱和吸收层, 实现半导体激光被动锁模, 获得 12.9ps 光脉冲的实验, 并讨论轰击深度和外腔长度对锁模脉冲的影响。

关键词: 被动锁模, 自相关, 半导体激光器

引言

为满足大容量光通讯和光计算的需要, 许多人都在寻找产生半导体激光高重复率、超短光脉冲的途径。P.-T.Ho 等人首先报道了产生 23ps 的主动锁模^[1]。其后 J. P. Van der Ziel 等人又以被动锁模方式得到了次峰 0.65ps 的光脉冲^[2]。

采用被动锁模, 关键在于产生稳定的可饱和吸收体, 并且要求 $E_g > E_a$ 、 $\tau_g > \tau_a$ ^[3] (其中 E_g 、 E_a 分别为增益、吸收的饱和光能; τ_g 、 τ_a 分别为增益、吸收的恢复时间)。这对于本征 GaAs、InP 材料来说, 一般不能满足。J. P. Van der Ziel 首先利用质子轰击激光二极管端面, 在激光器内部注入了可饱和吸收体^[4], 以后又实现了被动锁模。

质子轰击激光二极管端面, 可以在激光器端面附近产生缺陷, 形成深能级, 造成电

子、空穴的无辐射复合, 缩短吸收体寿命。这样可使前面提到的被动锁模两条件得以满足^[5]。

质子轰击后的激光二极管本身, 由于形成了一层饱和吸收体, 可产生自脉动, 自脉动本质上是被动调 Q。当含饱和吸收体的激光二极管与外反射镜构成外腔激光器后, 便可形成被动锁模。本文将着重介绍国内首例半导体激光器被动锁模的实验, 并且进一步研究在不同轰击程度和不同外腔腔长下的锁模情况及条件。

实验方法

实验中我们挑选一些阈值较低 (60~70 mA), 并且经过老化的 GaAlAs 激光二极管, 直接对其端面进行质子轰击, 所采用的剂量为 $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ 。饱和吸收层的厚度与轰击

收稿日期: 1988年3月21日。

能量有关,对于 GaAs 材料, 100 keV 的能量大约对应于 $1\mu\text{m}$ 的轰击深度。由于所选择的激光器腔长在 $110\sim 190\mu\text{m}$ 范围内差别较大, 因此根据不同情况酌情选择 $300\sim 600\text{keV}$ 的轰击能量。小信号吸收的大小, 可根据轰击前后输出特性曲线的变化估计。

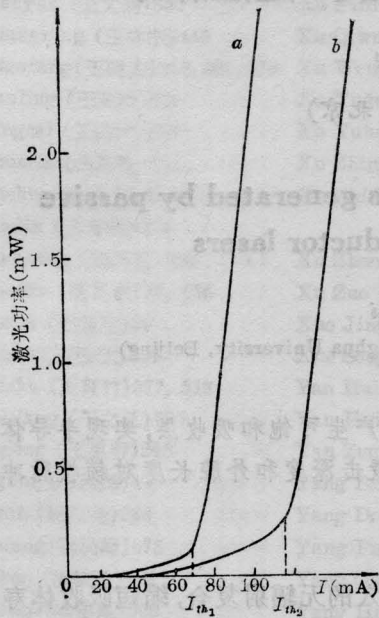


图1 激光二极管输出特性曲线
a—轰击前 b—轰击后

图1是轰击前后激光二极管的输出特性曲线, 可以看出阈值已明显升高。在用高速探测器 APD 和微波频谱分析仪监视时发现, 当 $I > I_{th2}$ 时激光器出现强烈自脉动, 其频率随电流升高而增加, 并且与 $\sqrt{I - I_{th2}}$ 成线性关系, 如图2所示。

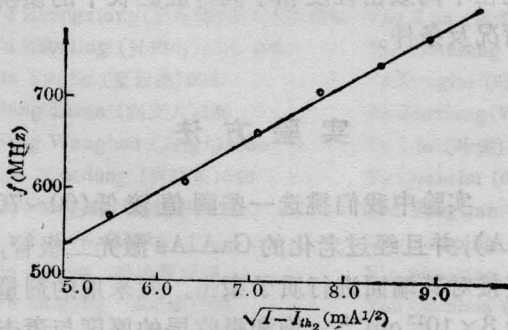


图2 自脉动频率随电流变化曲线

图1、2反映的特点说明了激光器内部的饱和和吸收效应。激光二极管端面经质子轰击后, 会造成一定的损伤, 形成附加损耗。但是更重要的是, 产生了大量的可饱和吸收体, 这种饱和吸收体所引起的损耗与前者不同, 与腔内光强的增长成非线性关系。当电流加到轰击前阈值点 I_{th1} 时, 由于激光器内的饱和和吸收和端面损伤两种附加损耗机制的存在, 激光二极管已无法激射。当电流继续加大到 I_{th2} 后, 使得增益超过损耗, 才使激光器激射, 光场迅速增加。这时饱和吸收体在强光下被漂白, 增益远大于损耗, 光场再度增加。但是由于光场对增益体的饱和作用, 使得光场不能稳定在高功率的状态下, 形成一系列脉动的输出, 即自脉动。这一过程实际上是 LD(激光二极管)内部的被动调 Q 过程。与其他类型激光器一样, 调 Q 脉冲的重复率随激励速率的增加而增加。从上述过程看出, 端面损伤和饱和吸收是阈值增加的主要机制, 但从图1可见, 轰击前后激光二极管的激射微量子效率差别不大, 这说明端面损伤所引起的附加损耗并不严重。

因此可以比较方便地利用 I_{th2}/I_{th1} 来衡量小信号吸收的大小。例如当 $I = 165\text{mA}$ 时, 对于 $I_{th2}/I_{th1} = 1.86$ 的激光二极管, 其自脉动频率 $f_0 = 659\text{MHz}$, 而对于 $I_{th2}/I_{th1} = 2.50$ 的激光二极管, $f_0 = 449\text{MHz}$ 。即随着饱和吸收体小信号吸收的增加, 自脉动频率减小。

自脉动频率的数值表明, 自脉动并不是激光二极管锁模脉冲。因为锁模脉冲的重复频率 $f = c/2ml$, 其中 n 、 l 分别为有源区折射率和腔长。在此 $n = 3.6$ 、 $l = 140\mu\text{m}$, 计算出 $f = 300\text{GHz}$, 远大于自脉动频率。实际上由于受载流子弛豫时间 ($\tau \approx 2\text{ns}$) 的限制, 也不可能这样高的频率下锁模。被动锁模必须在外腔下才有可能实现, 采用外腔可增加腔长, 减小脉冲重复率。图3为外腔式半导体激光锁模实验装置图。事实上, 在 LD 被动锁模实验中, 即便是在没有外腔的情况下, 依

靠 LD 自身的被动调 Q 作用所产生的脉冲也仅有数十 ps, 远小于光子在外腔中的渡越时间, 外腔的作用仅是使调 Q 脉冲的模式锁定, 并使调 Q 脉冲压缩。这是半导体激光器被动锁模区别于其它类型激光器被动锁模的显著特点之一。

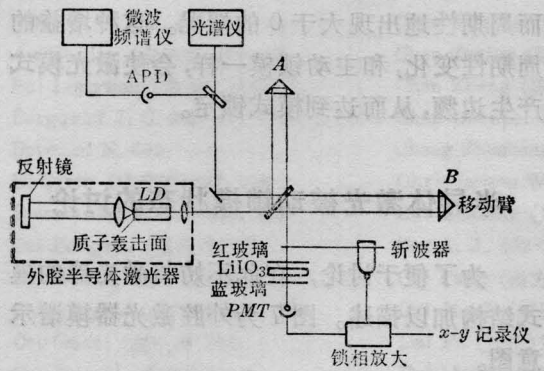


图 3 被动锁模系统装置图

在实验中为增加激光二极管与外腔间的耦合, 采用自聚焦透镜使激光光束准直。在 LD 面向反射镜的解理面未镀增透膜的实验条件下, 耦合最强时, 外腔激光器的阈值可比原来下降约 1/10。锁模状态与外反射镜的调整关系密切, 在实验中可以通过光谱分析仪和微波频谱仪监视锁模状态。在锁模状态, 激光光谱展宽, 激光脉动频率产生跳频, 即脉动频率被钳制在光子在外腔往返周期的倒数上。锁模脉冲宽度的测量采用共线二次谐波 (SHG) 自相关法, 通过移动臂 B, 改变两列脉冲通过相位匹配 LiIO_3 倍频晶体时的延迟, 利用光电倍增管接收倍频光强, 并通过 X-Y 记录仪绘出相关曲线。

I_{th2}/I_{th1} 不同, 相关曲线的结构就有所不同。如图 4(a), 当 $I_{th2}/I_{th1}=1.86$ 时, 相关曲线是由次峰、基包、本底构成, 在假设 Gaussian 线型的条件下脉冲半宽度为 16.0 ps。而在 $I_{th2}/I_{th1}=2.50$ 时, 基包消失, 相关曲线变为只由诸多峰和本底构成, 最高峰与本底的比例近于 3:1 (图 4(b))。多峰包络半宽度为 12.9 ps, 单峰半宽 0.73 ps。这一结果与文献 [2] 中 J. P. Van der Ziel 关于亚微微秒的报

道相类似。这两种不同的比例关系, 实际表明了不同的锁模状态。在完全锁模状态下比例关系应为 3:1, 而图 4(a) 中的尖峰结构表明锁模是不完全的。

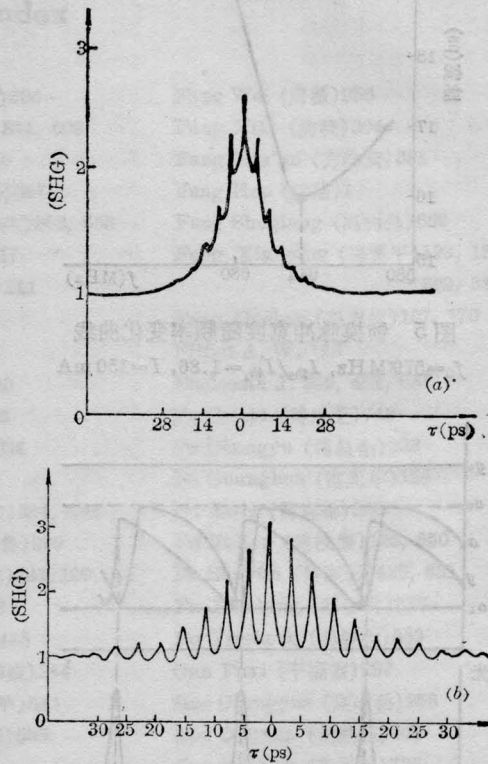


图 4 锁模脉冲自相关曲线

(a) $I_{th2}/I_{th1}=1.86$; (b) $I_{th2}/I_{th1}=2.50$

在相同的 I_{th2}/I_{th1} 条件下, 外腔的长短对脉冲宽度也有影响。例如在 $I_{th2}/I_{th1}=1.86$, $I=150 \text{ mA}$, 自脉动频率 $f_0=579 \text{ MHz}$ 的条件下, 脉冲宽度随频率的变化如图 5 所示, 只有当外腔脉动频率高于 f_0 的某特定值 $f=644 \text{ MHz}$ 时, 才可能获得最窄脉冲。

锁模脉宽随外腔脉动频率的变化可以通过图 6 定性说明。在被动 Q 开关所产生的一个脉冲结束后, 增益与吸收都要退出饱和, 由于吸收退出的速度较快 ($\tau_g > \tau_a$), 因此在增益与吸收恢复饱和的过程中, 净增益小于 0。只有当增益退出到小信号吸收以上, 使净增益大于 0 时才能形成第二个脉冲。但是在外腔条件下, 当外腔脉动频率高于自脉动频率时,

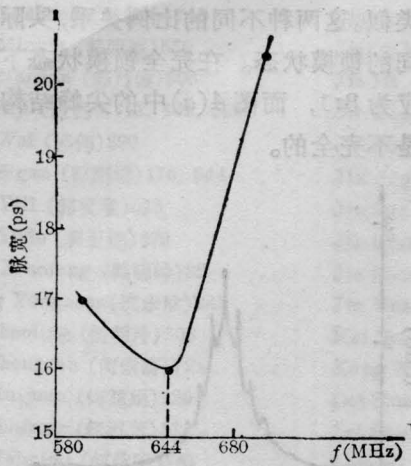


图5 锁模脉冲宽度随频率变化曲线
 $f_0=579\text{MHz}$, $I_{th2}/I_{th1}=1.86$, $I=150\text{mA}$

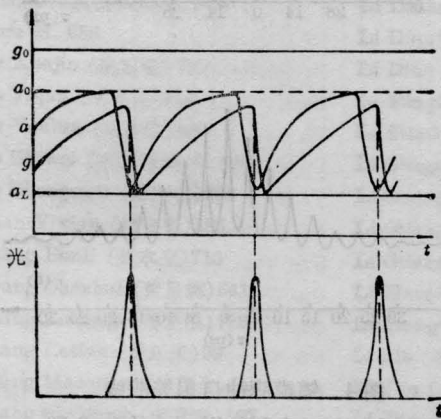


图6 被动锁模原理示意图
 g —增益; g_0 —小信号增益; a —吸收;
 a_0 —小信号吸收; a_L —线性损耗

经外腔反射回的脉冲到来, 增益还低于小信号吸收, 而且净增益尚小于0时, 脉冲前沿进入激光二极管后必然受到压缩。等到脉冲顶峰进入激光二极管时, 脉冲能量对增益、吸收都要进行饱和, 但是吸收饱和的幅度大于增益 ($E_g > E_a$), 使得净增益大于0, 脉冲顶峰受到放大。当脉冲顶峰离激光二极管而去时, 由于吸收退出饱和的速度快于增益, 净增益再次小于0, 脉冲后沿继续被压缩。这样每当脉冲反馈回激光二极管一次, 其脉宽就受到一次压缩, 而受压缩的程度则与脉冲到来时的增益、吸收值密切相关。如果外腔频率

接近于自脉动频率, 脉冲到来时, 增益已恢复到小信号吸收, 净增益接近于0, 则无法对脉冲前沿进行压缩。而如果外腔频率过分高于自脉动频率, 增益得不到充分恢复, 不利于对脉冲顶峰的放大, 也不能得到较窄脉冲。从图6中还可看到, 净增益随着外腔脉动频率而周期性地出现大于0的情况。这种增益的周期性变化, 和主动锁模一样, 会使激光模式产生边频, 从而达到模式锁定。

半导体激光被动锁模状态的讨论

为了便于讨论, 在此不妨将激光器的模式结构加以描述。图7为外腔激光器模谱示意图。

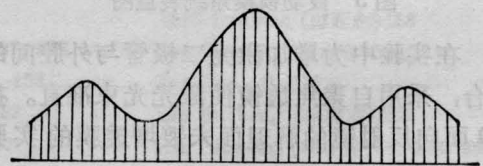


图7 外腔激光器模谱示意图

在外腔式半导体激光器中, 形成一套外腔模式。但是由于激光二极管本身F-P标准具的存在, 外腔模式将受到其透过峰的调制, 在激光二极管每个模式内形成一族外腔模群。在被动锁模中, 净增益变化的周期等于光子在外腔中的往返时间, 因此由于净增益的调制作用而产生的边频, 就落在相邻长腔模附近。当边频足够强时, 可以有效地注入锁定相邻的长腔模。但是在一般情况下, 由于相邻模群间模式较弱, 两模群间的长腔模不能有效地进行彼此间的注入锁定, 相位依然随机。这样便造成在同一模群内长腔模式锁定, 而不同模群间不能锁定的不完全锁模。但是如果条件适当, 使得边频特别强烈, 也有可能相邻模群间实现完全锁定。对这两种不同的情况(对应于图4中(a)、(b)), 不妨用简化模型进行描述。

假设外腔模强度均为 E_0 , 相邻模间隔为

Ω , 分别分布在相邻频率间隔为 $\Delta\omega$ 的 $n = -k, \dots, 0, \dots, k$ 共 $2k+1$ 个模群中。在每一模群内有 $q = -N, \dots, 0, \dots, N$ 共 $2N+1$ 个外腔模式。在实际情况下常有 $\Omega \ll \Delta\omega$ 。若同一模群内外腔模锁定, 第 n 群模的初相位均为 ϕ_n 。这样在 $z=0$ 处, 第 n 个模群的第 q 模可写为

$$E_{nq} = E_0 e^{i[\omega_{nq}t + \phi_n]}$$

其中 $\omega_{nq} = \omega_n + q\Omega$, $\omega_n = \omega_0 + n\Delta\omega$ 。

总场

$$\begin{aligned} E(t) &= \sum_{nq} E_{nq} \\ &= E_0 e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-k}^k [e^{i(n\Delta\omega + \phi_n)} \sum_{q=-N}^N e^{iq\Omega t}] \\ &= E_0 \frac{\sin \frac{1}{2}(2N+1)\Omega t}{\sin \frac{1}{2}\Omega t} \\ &\quad \times e^{i\omega_0 t} \sum_{n=-k}^k e^{i(n\Delta\omega t + \phi_n)} \end{aligned} \quad (1)$$

设
$$V(t) = E_0 \frac{\sin \frac{1}{2}(2N+1)\Omega t}{\sin \frac{1}{2}\Omega t}$$

则光强

$$\begin{aligned} I(t) &= \langle E(t) E^*(t) \rangle \\ &= V^2(t) \langle \sum_{n, n'} e^{i[(n-n')\Delta\omega t + \phi_n - \phi_{n'}]} \rangle \\ &= V^2(t) [(2k+1) \\ &\quad + \sum_{n, n'} \langle \cos [(n-n')\Delta\omega t + \phi_n - \phi_{n'}] \rangle] \end{aligned} \quad (2)$$

在共线 SHG 测量中, 如果两臂分光相等, 两臂延迟时间差为 τ , 考虑到光电倍增管的响应时间常数比脉冲宽度长得多, 则光电倍增管的输出信号

$$\begin{aligned} S(\tau) &\propto \int_{-\infty}^{\infty} \{ [E(t) + E(t+\tau)] [E^*(t) \\ &\quad + E^*(t+\tau)] \} \cdot \{ [E(t) \\ &\quad + E(t+\tau)] [E^*(t) + E^*(t+\tau)] \}^* dt \end{aligned} \quad (3)$$

在不完全锁定的情况下, 每群模的初相位 ϕ_n 随机变化, 由 (2) 式可得

$$I(t) = (2k+1)V^2(t)$$

$$\text{脉冲宽度 } \Delta t_p = \frac{2\pi}{(2N+1)\Omega} = \frac{1}{\Delta\nu_n}$$

其中 $\Delta\nu_n$ 为一个模群的谱线宽度, 由此可见不完全锁模时脉冲宽度取决于一个锁定的模群的谱线宽度。而脉冲的自相关函数由 (2) 式可得

$$\begin{aligned} S(\tau) &\propto \langle V^4(t) \rangle + \langle V^2(t) V^2(t+\tau) \rangle \\ &\propto \left[1 + \frac{\sin^2(2k+1)\frac{\Delta\omega\tau}{2}}{(2k+1)^2 \sin^2 \frac{1}{2}\Delta\omega\tau} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

可以看出, 当 $\tau=0$ 时, $S(\tau) = 3K \langle V^4(t) \rangle$; $\tau \rightarrow \infty$ 时, $S(\tau) = K \langle V^4(t) \rangle$; $\tau = 2m\pi / (2k+1)\Delta\omega$ 且 τ 值较小时, $S(\tau) = K [\langle V^4(t) \rangle + \langle V^2(t) V^2(t+\tau) \rangle] \approx 2K \langle V^4(t) \rangle$ 。上式中方括号内只有当 $\tau = 2m\pi / \Delta\omega$ 时 (q 为整数), 值为 2, 而当 τ 取其它值时, 值都近似为 1。因此相关函数曲线由尖峰、基包、本底构成, 如图 4(a), 并且其比例关系 $S(0)/S(0_+)/S(\infty) = 3:2:1$ 。图中比例关系失配是由于测量系统中两臂光强不完全相等所致。

在完全锁定情况下不同模群相位锁定, 若 $\phi_n=0$, 则由 (1) 式可得

$$E(t) = V(t) V_s(t) e^{i\omega_0 t}$$

其中
$$V_s(t) = \frac{\sin \frac{1}{2}(2k+1)\Delta\omega t}{\sin \frac{1}{2}\Delta\omega t}$$

光强 $I(t) = V^2(t) V_s^2(t)$ 可以看出 $V^2(t)$ 的包络下存在着亚峰结构, 亚峰宽度 $\Delta\tau_{sp} = 2\pi / (2k+1)\Delta\omega = 1/\Delta\nu$, $\Delta\nu$ 为总谱宽。由此可见亚峰串包络宽度 Δt_p 与模群谱宽 $\Delta\nu_n$ 有关, 而亚峰宽度 $\Delta\tau_{sp}$ 则取决于总谱宽 $\Delta\nu$, 因此 $\Delta t_p \ll \Delta\tau_{sp}$ 。在此条件下由 (3) 式可得

$$\begin{aligned} S(\tau) &\propto \langle V^4(t) \rangle \langle V_s^4(t) \rangle \\ &\quad + 2 \langle V^2(t) V^2(t+\tau) \rangle \langle V_s^2(t) V_s^2(t+\tau) \rangle \end{aligned}$$

上式表明 SHG 曲线既包含包络的相关, 又包含亚峰的相关。而通常亚峰是由间隔很短 (4~6 ps) 的脉冲列组成, 反映在 SHG 曲线上

(下转第 713 页)

于两条谱线波长相差略大,虽有重叠,但通过减小单色仪狭缝可以分辨出两条谱线峰尖位置的情况,我们按其峰高的相对比例确定两条谱线对叠峰的各自贡献;另一种方法就是在染料激光可调谐的范围内,如果二条谱线波长相差较小,单色仪不能分辨,则利用高分辨光电流光谱分辨并确定二条谱线的相对强度,然后计算出各自对叠峰的贡献。这种方法对于区别那些波长相差很小的重叠谱线非常有用。实验中,对于 $Z^8F_{3/2} \rightarrow a^8D_{2/2}$ 和 $Z^{10}F_{6/2} \rightarrow a^{10}D_{5/2}$ 跃迁的两条谱线(波数差为 0.48cm^{-1}),即采用上述方法进行处理。

2.4 有关实验方法的讨论

激光激发碰撞诱导荧光测量分支比的方法是粒子碰撞能量转移现象的一种实际应用。在这种方法中,只需要选择一条合适的强激发线,就可以在相当大的范围内测量能级跃迁的分支比。激发线的选择是很重要的,将足够多的粒子泵浦到受激上能级是产生较强碰撞能量转移的先决条件。本实验中采用基态跃迁作为激发线,在远离受激上能级约上万个波数的位置仍可以测得较强的碰撞诱导荧光,表明在空心阴极放电条件下粒子碰撞能量转移可以延续到很高的能级。实验中也曾采用 $a^{10}D_{5/2} \rightarrow Z^{10}F_{6/2}$ 线激发测量 Z^8F 组能级跃迁的分支比,但由于该能级劈裂严重,出现很多超精细结构,加之 Eu 的同位素位移,使光谱变得相当复杂,难以进行精确的强度测量。用 $a^8S_{3/2} \rightarrow Z^6P_{3/2}$ 跃迁作激发线时,则只出现简单的位移谱(见图 2)。

(上接第 709 页)

便是多个脉冲结构,如图 4(b)所示。

在本实验过程中,杨培生、余金中同志提供激光二极管,并与作者进行有益的讨论;宋马诚、马海涛等同志给予质子轰击的大力协助。作者谨在此向他们表示感谢。

参 考 文 献

1 P. -T. Ho, L. A. Glasser *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*,

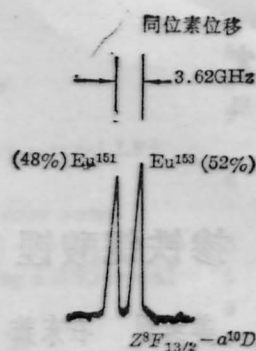


图 2 576.5 nm 激发时 Eu(I) 的同位素位移光谱。荧光波长为 526.640 nm

本方法实验装置简单,空心阴极放电条件易于控制,具有较大的灵活性。在发射法中,由于空心阴极灯中充有 Ne(或 Ar),因而在谱线测量过程中必须注意防止 Ne(或 Ar)对待测谱线的重叠干扰^[6]。这一问题在碰撞诱导荧光法中是不存在的。与发射法相比,碰撞诱导荧光法也降低了对光谱仪分辨率的苛刻要求。但应该说明的是,在含有很弱荧光谱线的分支比测量中,应该考虑设法提高激发源的强度以及空心阴极的放电电流,以便获得更准确的分支比测量结果。可以预言,如果采用高功率激光器和大电流放电装置,检测灵敏度可望进一步提高。

参 考 文 献

1 段忆翔 *et al.*, 分析化学(待发表)
 2 段忆翔 *et al.*, 应用化学(待发表)
 3 金巨广 *et al.*, 科学通报 **33**, 588 (1988)
 4 冶金工业部科技情报研究所编译,光谱线波长表,中国工业出版社,1971
 5 Henry N. Russell, Arthur S. King, *Astrophysical J.*, **90**, 155 (1939)
 6 W. Whaling *et al.*, *JQSRT*, **22**, 69 (1984)
33 (3), 241 (1978)
 2 J. P. Van der Ziel *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **39** (7), 525 (1981)
 3 H. A. Haus, *IEEE J. of Quant. Electr.*, **QE-11** (9), 736 (1975)
 4 J. P. Van der Ziel *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **39** (5), 376 (1981)
 5 Mark Kuznetsov, *IEEE J. of Quant. Electr.*, **QE-21** (6), 587 (1985)