

空阴极放电中Ar光电流谱的研究*

刘建邦、潘 崎、史杰荣、刘长胜

(中国科学院力学研究所)

摘 要

在十种染料的波长范围内对空阴极放电中Ar的光电流谱、光电流信号与时间、放电电流及入射激光功率关系进行了实验观测, 比较了Ne与Ar光电流效应的异同, 在其共同点的基础上讨论了Ne与Ar光电流效应的机理, 提出了理论模型并求得了放电电流与入射激光功率密度的关系。

I 引 言

光电流效应是由放电介质中某种组分的选择性光吸收改变了放电介质的电离速率从而导致放电电流变化的效应。它具有信噪比高、灵敏度高及设备较简单等特点, 近年来在激光光谱学、火焰与等离子体诊断、微量元素分析、激光器稳频及波长的精确标定等方面获得了广泛的应用^[1]。

光电流效应一般在气体放电的环境中发生, 用惰性气体是应用最多的气体放电介质, 所以对惰性气体光电流效应的研究具有重大的意义。Ne是至今为止研究得最详细深入的惰性气体^[2], 并已有了种种不甚相同的理论解释。Ar的能级结构与Ne十分相近, 若能较全面地观察Ar的光电流效应, 比较Ne与Ar光电流效应相同与不同之处, 就可以比较容易地分清哪些光电流现象是由Ne、Ar共同的能级结构决定, 哪些现象仅与个别元素的特殊结构有关。但是已发表Ar的实验结果还不甚充分, Bridges^[3]、Suzuki^[4]、Rosenfeld等^[5]、Begemann等^[6]及张顺怡等^[7]分别在染料Rhodamine 6G(6450-6650 Å)、POPOP(4130-4240 Å)及红外波长范围内对Ar的光电流谱作过报导。我们比较系统地对Rhodamine 6G、Rhodamine B、Rhodamine 101、Oxzin 1 + Rhodamine B、Stilben 3、Coumarin 47、Coumarin 307、Coumarin 153、Nile Blue + Rhodamine B与PBD等十种染料波长范围内的Ar光电流谱作了较详细的实验研究。这十种染料的波长范围(3600-3860, 4070-7500 Å)基本包括了整个可见光区及部份紫外区。在对Ne与Ar的光电流效应的异同作比较后, 我们讨论了对Ne、Ar都适用的光电流效应机理并进一步提出了理论模型, 求得了放电电流与入射激光功率密度的关系。

* 科学基金资助课题

II 实验装置与结果

实验装置原理如图1所示。用 N_2 分子激光器(EL-100型)泵浦染料激光器(CD-122型)产生可调谐的激光脉冲。单脉冲能量为0.5mJ,脉宽约15ns,重复频率为1-5HZ。放电在充Ar(4.2torr)的Ag空阴极灯(AS型)中产生。Ag的光电效应阈值在2700Å附近,离上述十种染料波长范围较远,便于降低光电效应的干扰。当实验波长长于5700Å时也曾用过Li空阴极灯。放电电流由稳压电源(WY-2A型)提供,变化范围为0-7mA。光电流信号由放电回路中的镇流电阻取出,经隔直电容送至Boxcar平均器(BP-100型)对多次测量值(一般取20次)进行平均并提高信噪比,最后由XY记录仪(2Z3-204型)的 Y_1 通道纪录。由扫描单色仪(WDG500-1A型)的光电倍增管输出的光谱强度信号也经同样处理后由XY记录仪的 Y_2 通道纪录。双踪示波器(SR-35型)用以实时监测 Y_1 、 Y_2 信号。各仪器所需同步触发信号由光二极管提供。X通道用以记录放电电流强度或由染料激光器输出的激光波长信号。

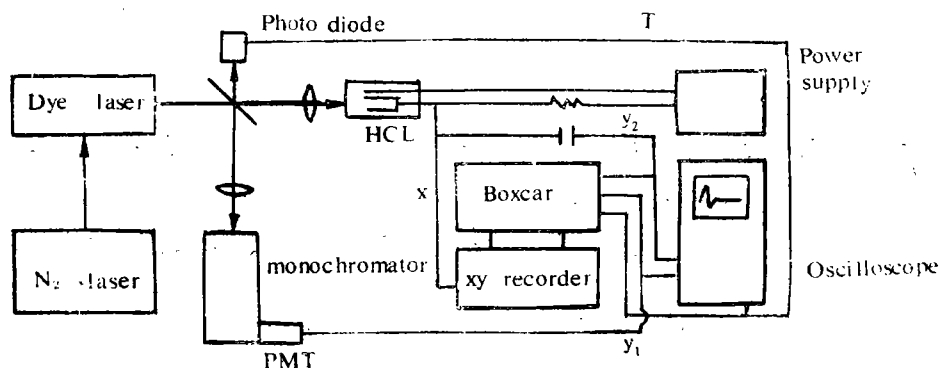


图1 实验装置原理图

在上述十种染料波长范围内,我们在167个波长上观察到光电流效应。表I中列出了Ar光电流谱线的波长、相应的上、下能级^[8]、光电流信号的符号、光电流信号相对大小等级等,其中21条光电流谱线已为前人报导过^[3,4,5,6,7]。在我们的实验装置中最强的光电流信号(7067Å)约有0.2V。光电流信号与时间的关系的一般规律是:先出现一个正峰(即光吸收导致放电电流增加)然后是一个负峰(光吸收导致放电电流减少),最后逐渐趋近于平衡。对不同的波长,此两峰值之比可以有很大差别。本文中正的光电流信号系指正极大值远大于负极大值,负的光电流信号则与此相反。无论正的还是负的光电流信号,多数都既有正峰又有负峰,只不过有的正光电流信号上负峰很不明显甚至完全观察不到。167条谱线均以除基态外能量最低的13个能级之一为下能级,上能级则分散在99个不同的能级中,它们与电离限的距离 E_i 为2.5-0.1eV。

以下将167条谱线按其下能级是否属于亚稳态分类并叙述其波形(光电流信号随时间的变化)特点。167条谱线的13个不同的下能级中,有两个亚稳态($1S_0$ 与 $1S_2$ 即 $4S(1\frac{1}{2})^\circ$, $J=2$ 与 $4S'(1\frac{1}{2})^\circ$, $J=0$)。以亚稳态为下能级的谱线波形的特点是所有谱线

都很强以及大多数都有一个较明显的负峰,其中以 $1S_6$ 为下能级的谱线波形尤为突出。以 $1S_6$ 为下能级的跃迁共观察到8条,其上能级分属组态 $3p^5(^2P_{1/2}^{\circ})4p(7147、7067与6965\text{ \AA})$ 、组态 $3p^5(^2P_{1/2}^{\circ})5p(4200、4164与4158\text{ \AA})$ 及组态 $3p^5(^2P_{1/2}^{\circ})4f(3697与3691\text{ \AA})$,它们与电离限距离 E_i 依次为2.5、1.2与0.9eV。实验中观察到随着 E_i 由大变小,波形变化有一定的规律。组态 $3p^5(^2P_{1/2}^{\circ})4p$ 离电离限最远(2.5eV)、它的负峰最强而正峰相对来讲比较弱,是全部167条谱线中仅有的三条负峰大于正峰(负光电流信号)的谱线。组态 $3p^5(^2P_{1/2}^{\circ})5p$ 与电离限距离中等(1.2eV),它仍有很明显的负峰,但正峰已超过负峰。组态 $3p^5(^2P_{1/2}^{\circ})4f$ 距电离限最近(0.9eV),它的负峰已基本上看不到,只见到正峰。以另一个亚稳态 $1S_3$ 为下能级的谱线共观察到3条(4522、4195与4181 \AA),它们也都有一个较明显的负峰。非亚稳态的下能级共有11个,包括 $1S$ 态中的二个非亚稳能级($1S_4$ 与 $1S_2$ 即 $4S(1/2)^{\circ}, J=1$ 与 $4S'(1/2)^{\circ}, J=1$)。此类谱线波形特点是只见正峰,

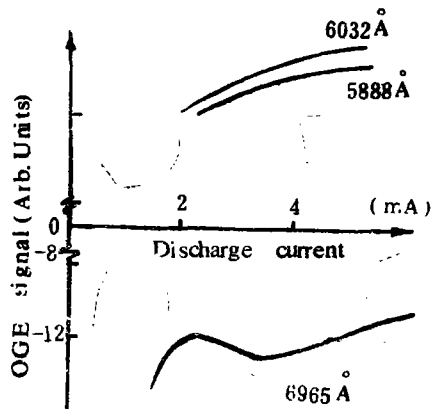


图2

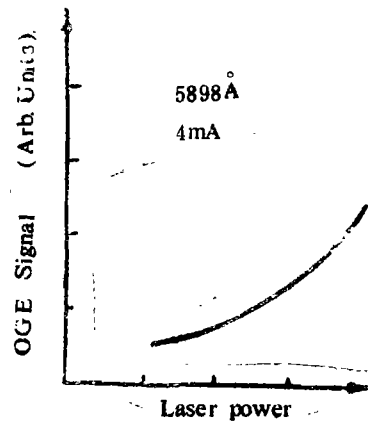


图3

负峰观察不到或极弱。从信号强度来讲,来自 $1S_2$ 、 $1S_4$ 的谱线都很强,而来自 $1S$ 能级以外的谱线绝大多数都较弱,只有少数强线。

其它的实验结果有:光电信号与放电电流关系(图2),注意正光电信号强度随放电电流增加而增加,而负的光电信号在放电电流小时是最大的,随放电电流增加而逐渐变小,这是负光电信号的明显特征。图3为光电信号与激光功率关系,光电信号随激光强度增加而增加。图4为若干谱线的荧光强度与放电电流关系。

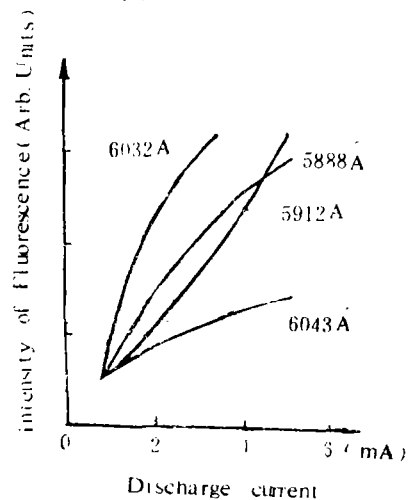


图4

III 讨 论

Ar与Ne的外层电子结构及较低的能级结构非常相近, 它们的基态都是 $1S_0$ 态, 其上 是 4 个 $1S$ 能级, 包括两个亚稳态 ($(1\frac{1}{2})^{\circ}$, $J=2$ 与 $(\frac{1}{2})^{\circ}$, $J=0$), 再其上是10个 $2p$ 能级。比较Ar与Ne^[2]的光电流效应对于探索光电流效应与能级结构的关系是有意义的。两者明显的相同点是: 1. 对所有下能级不是 $1S$ 态的光电流谱线, 选择性光吸收只导致放电电流增加。2. 在下能级为亚稳态 $1S_2$ 与 $1S_3$ 的光电流谱线中, 存在明显的选择性光吸收导致放电电流减少的现象。3. 正的光电流信号随放电电流增加而增加, 负的光电流信号在电流小时最大, 随放电电流增加而减少。Ar与Ne光电流效应明显不同之点是Ne的以 $1S_2$ 态为下能级的跃迁的光电流波形在符号上与来自 $1S$ 态其余几个能级的波形符号相反, 形状上呈镜像对称, 而对Ar, 我们没有观察到“镜像对称”的现象。无论正的还是负的Ar光电流信号, 其波形都是先出现正峰再出现负峰。由实验表明负光电流信号, $\lambda=6965 \text{ \AA}$, 下能级为 $1S_3$, 实验还表明正光电流信号, $\lambda=4596$, 下能级为 $1S_2$, 可以看出, 起源于 $1S_3$ 的负光电流信号与起源于 $1S_2$ 的正光电流信号波形上并不是“镜像对称”的。

由Ne与Ar的实验结果来看, 光电流效应的负峰都明显地与亚稳态有关, 因此可以设想负峰是由亚稳态——亚稳态原子碰撞电离



产生。光吸收导致亚稳态粒子数减少, 使与过程(a)相关的电离速率降低, 造成放电电流减少。光电流效应的正峰则是由于电子与原子碰撞使原子电离而产生



其中 $(A)_i$ 是处于状态 i 中的Ar或Ne原子。过程(b)相关的电离速率与能级 i 至电离限的距离 E_i 成指数关系, 即该电离速率正比于 $e^{-\frac{E_i}{kT} - 1.0}$ 。距电离限近的上能级上的原子较处于下能级的原子容易电离。选择性光吸收使上能级粒子数增加再通过过程(b)使放电电流增加, 造成正峰。同一个光吸收跃迁, 可以对过程(a)与(b)相关的电离速率都产生影响, 即既有正的也有负的光电流效应, 示波器上观察到的则是这两种效应之和。由于它们的上升与下降速度有可能不同, 因此会出现先正后负的光电流波形, 从上述观点出发, 可以定性地解释为什么较强的负峰都发生在以亚稳态为下能级的跃迁中和为什么同样以 $1S_3$ 为下能级的跃迁中, 随着 E_i 由大变小, 正峰越来越占主要地位。上述观点也可以定性地解释负光电流信号与放电电流的关系。过程(a)的电离速率与亚稳态粒子数平方成正比。文献2的结果表明, 在毫安量级的放电电流下, 空阴极放电中亚稳态粒子数密度并不随放电电流减少而减少, 即使放电电流接近于零时也如此, 因此在很小的放电电流下仍可以有较强的负光电流效应。对于下能级不是 $1S$ 态的光电流跃迁, 由于过程(a)已基本不起作用, 所以光吸收只导致放电电流增加。

IV 理 论 模 型

考虑一个处于气体放电状态中的原子体系, 其中每个原子都有 n 个能级(见图5),

第一个能级是基态, 第p个是超稳态, 第q个是激发态, 第e个是电离态。此原子体系处于温度为T的电子气中, 同时还受到激光辐照。考虑以下四种原子、电子与光子间相互作用:

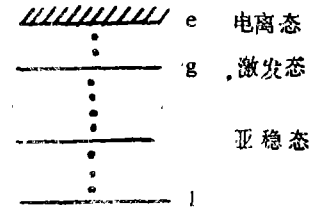
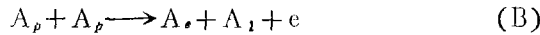
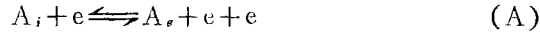


图5

其中 A_i 为处于状态 i 的Ar或Ne原子, $i, j=1, 2, \dots, e-1$ 。e为电子。过程(A)是电子-原子碰撞电离及电子-离子复合过程, (B)是亚稳态-亚稳态原子碰撞电离, (C)是电子-原子碰撞跃迁, (D)是光吸收与辐射过程。此模型中的原子有两条电离途径, 即过程(A)与(B), 但为了避免推导结果过分繁复, 我们先只考虑过程(A), 求得结果后再将过程(B)作微扰处理, 这当然只有在由过程(B)产生的离子数远小于亚稳态原有的粒子数条件下才是正确的。此模型中考虑电子与所有能级上的原子碰撞产生的跃迁与电离, 而共振光吸收、受激辐射以及自发辐射只发生于能级p与q之间, 亚稳态p与基态1之间没有自发辐射。一部份离子与自由电子复合产生处于能级 $i=1, 2, \dots, e-1$ 上的原子, 其余离子则在电极上与负电荷中和, 变成基态原子回到原子体系中。与此模型相应的e个能级上粒子数守恒方程是:

$$0 = N_e \sum_{j=1}^e (N_j K_{ji} - N_i K_{ij}) \quad i=2, 3, \dots, p-1, p+1, \dots, q-1, q+1, \dots, e-1. \quad (1)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_e \sum_{j=1}^e (N_j K_{j1} - N_1 K_{1j}) \quad (2)$$

$$0 = N_e \sum_{j=1}^e (N_j K_{jp} - N_p K_{pj}) - F + N_q A_{qp} \quad (3)$$

$$0 = N_e \sum_{j=1}^e (N_j K_{jq} - N_q K_{jq}) + F - N_q A_{qp} \quad (4)$$

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e \sum_{j=1}^e (N_j K_{je} - N_e K_{ej}) \quad (5)$$

其中 N_i 是Ar或Ne在 i 能级上的粒子数密度。离子数密度假定与电子数密度相等, K_{ij} 是电子与 i 能级上的原子碰撞产生 j 能级原子的速率常数, K_{ie} 是 i 能级上的原子与电子碰撞电离的速率常数, K_{ei} 是离子与两个电子碰撞产生处于 i 能级原子的三体复合速率常数。 A_{qp} 是由能级q至能级p的自发辐射系数。F是单位体积中共振光吸收的光子数, 即由能级p至能级q的吸收跃迁与相反的受激辐射粒子数密度之差

$$F = I B_{pq} \left(N_p - \frac{g_p}{g_q} N_q \right), \quad (6)$$

其中 g_p 与 g_q 是能级p、q的简并密度, B_{pq} 是由能级p至能级q的吸收系数, I是激光功率密度

$$I = \int_0^{\infty} I(\lambda) W_{pq}(\lambda) d\lambda \quad (7)$$

其中 $I(\lambda)$ 是激光线型而 $W_{pq}(\lambda)$ 是能级 p 、 q 之间吸收线型， λ 是波长。

如果假定电子与原子及离子碰撞速率常数 K_{ij} 可以分离变量，即可以写成

$$K_{ij} = \begin{cases} \frac{1}{N_i^B} L_i U_j & \text{当 } i < j \\ \frac{1}{N_i^B} L_j U_i & \text{当 } j \leq i \end{cases} \quad (8)$$

时上述方程组可以用Lawless递推法求解，其中 N_i^B 是能级 i 上按玻尔兹曼分布的粒子数密度

$$N_i^B = \frac{g_i}{g_1} N_R e^{-\frac{E_i - E_1}{kT}} \quad (9)$$

E_i 是 i 能级的能量， k 是玻尔兹曼常数， T 是电子温度， N_R 是一个常数。Mansbach^[11]从理论上及Devos^[12,13]等人从实验上证明了此假定是有根据的。

$$\text{再计入} \quad \Omega_i = \left(U_i \sum_{j=1}^i L_j + L_i \sum_{j=i+1}^e U_j \right)^{-1} \quad (10)$$

$$R_i = \Omega_{i-1} \Omega_i (L_i U_{i-1} - L_{i-1} U_i) \quad (11)$$

$$R_{ij} = \sum_{k=i+1}^j R_k \quad (12)$$

$$N_i^B = N_R \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2g_e}{g_1} e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (13)$$

其中 h 是普朗克常数， m_e 是电子质量。用递推法可以求得

$$\frac{N_1}{N_1^B} = \frac{N_e^2}{N_s^2} - \left(\frac{F}{N_e} - \frac{1}{N_e} A_{qp} N_q \right) R_{pq} + R_{1e} \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dt} \quad (14)$$

$$\frac{N_p}{N_p^B} = \frac{N_e^2}{N_s^2} - \left(\frac{\Omega_p + R_{pq}}{N_e} - (F - A_{qp} N_q) \right) + R_{pe} \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dt} \quad (15)$$

$$\frac{N_q}{N_q^B} = \frac{N_e^2}{N_s^2} + \frac{\Omega_q}{N_e} (F - A_{pp} N_p) + R_{qe} \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dt} \quad (16)$$

由(14)、(15)、(16)可得只考虑电离过程(A)时放电电流 J_A 与激光功率密度 I 的关系

$$\begin{aligned} J_A &= Ge \frac{dN_e}{dt} \\ &= Ge N_e \frac{(N_e + \Omega_q N_q^B A_{qp}) \frac{N_1}{N_1^B} - (N_e + N_q^B A_{qp} (\Omega_q + R_{pq})) \frac{N_e^2}{N_s^2}}{N_q^B A_{qp} (R_{pq} R_{qe} + \Omega_q R_{1e})} \end{aligned}$$

$$\frac{+R_{pq}B_{pq}\left(N_p - \frac{g_p}{g_q}N_q\right)I}{+R_{1e}N_e} \quad (17)$$

其中G是常数, e是电子电荷, 上式中 N_1 、 N_p 、 N_q 与 N_e 是I的函数, 因此一般来说 J_A 与I不成线性关系, 但若假定光电流效应引起的各能级粒子数的改变与粒子数本身相比可以忽略的条件下, 可以用 $I=0$ 时的粒子数近似表示 $I \neq 0$ 时的粒子数, 此时 J_A 与I成正比, 其比例系数与放电条件、电子与原子及离子碰撞过程的速率常数、吸收系数、自发辐射系数及其p、q、e能级上的粒子数有关。(17)式也给出了 $I=0$ 时的放电电流强度。

为考虑亚稳态—亚稳态原子碰撞电离(过程(B))对光电流效应的影响, 首先由(13)、(14)、(15)求得亚稳态p上的粒子数密度 N_p

$$\begin{aligned} \frac{N_p}{N_p^B} = & \frac{N_e^2}{N_e^2} \left\{ 1 + \frac{(\Omega_p + R_{pq})N_q^B A_{qp}}{N_e + \Omega_q N_q^B A_{qp}} \left(1 - \frac{R_{qe}(N_e + N_q^B A_{qp}(\Omega_q + R_{pq}))}{N_q^B A_{qp}(R_{pq}R_{qe} + \Omega_q R_{1e}) + R_{1e}N_e} \right) \right. \\ & - \frac{R_{pe}(N_e + N_q^B A_{qp}(\Omega_q + R_{pq}))}{N_q^B A_{qp}(R_{pq}R_{qe} + \Omega_q R_{1e}) + R_{1e}N_e} \left. \right\} + \frac{N_1}{N_1^B} \left\{ \frac{(\Omega_p + R_{pq})NN_q^B A_{qp}}{N_e + \Omega_q N_q^B A_{qp}} \right. \\ & \times \frac{R_{qe}(N_e + \Omega_q N_q^B A_{qp})}{N_q^B A_{qp}(R_{pq}R_{qe} + \Omega_q R_{1e}) + R_{1e}N_e} + \frac{R_{pe}(N_e + \Omega_q N_q^B A_{qp})}{N_q^B A_{qp}(R_{pq}R_{qe} + \Omega_q R_{1e}) + R_{1e}N_e} \\ & + \Gamma \left\{ \frac{-(\Omega_p + R_{pq})}{N_e} \left[1 - \frac{N_q^B A_{qp}}{1 + \frac{\Omega_q}{N_e} N_q^B A_{qp}} \left(\frac{\Omega_q}{N_e} \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. + \frac{R_{qe}R_{pq}}{N_q^B A_{qp}(R_{pq}R_{qe} + \Omega_q R_{1e}) + R_{1e}N_e} \right) \right] \right. \\ & \left. \left. + \frac{R_{pe}R_{pq}}{N_q^B A_{qp}(R_{pq}R_{qe} + \Omega_q R_{1e}) + R_{1e}N_e} \right\} \right. \end{aligned} \quad (18)$$

亚稳态—亚稳态原子碰撞电离速率是

$$\left(\frac{dN_e}{dt} \right)_B = MN_p^2,$$

其中M是速率常数。为简单起见, 将(17)、(18)简写成

$$J_A = Ge(D_1 + D_2 I) \quad (19)$$

$$N_p = H_1 + H_2 I$$

其中 D_1 、 D_2 、 H_1 、 H_2 容易从(18)、(19)得到。于是考虑了电子—原子碰撞电离并作了亚稳态—亚稳态原子碰撞电离修正后的放电电流 J_{AB} 与激光功率密度或二次曲线关系

$$J_{AB} = Ge(D_1 + MH_1^2 + (D_2 + 2MH_1 H_2)I + MH_2^2 I^2). \quad (20)$$

作者对孙树兰、赵建荣、方慧英、白双尊和夏陆华同志大力支持表示感谢。

Tab. 1. The ArI Optogalvanic Spectrum on Hollow Cathode Discharge

Wave-length (Å)	Transition	J	Sign	Relative* Inten- sity	Wave-length (Å)	Transition	J	Sign	Relative* Inten- sity
<u>Oxazin 1+Rhodamine B</u>					<u>Rhodamine B</u>				
7384	$4s\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ} - 4p'\left[1\frac{1}{2}\right]$	1-2	+	S	6466	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 5d\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	0-1	+	VW
7372	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 4d\left[3\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	3-4	+	W	6414	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 6s\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	1-2	+	M
7353	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 4d\left[3\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	3-4	+	VW	6384	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 6s\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	1-1	+	W
7273	$4s\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ} - 4p'\left[1\frac{1}{2}\right]$	1-1	+	S	6307	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 5d\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	2-2	+	W
7147	$4s\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ} - 4p'\left[1\frac{1}{2}\right]$	2-1	-	VS	6296	$4p'\left[\frac{1}{2}\right] - 5d'\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	1-2	+	VW
7107	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 6s\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	2-2	+	VW	6215	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 5d'\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	2-2	+	VW
7067	$4s\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ} - 4p'\left[1\frac{1}{2}\right]$	2-2	+	VS	6212	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 5d\left[2\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	2-3	+	VW
7030	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 6s\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	3-2	+	W	6173	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 5d\left[2\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	1-2	+	VW
<u>Nile Blue+Rhodamine B</u>					<u>Rhodamine 6G</u>				
6965	$4s\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ} - 4p'\left[\frac{1}{2}\right]$	2-1	-	VS	6155	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 7s\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	1-2	+	VW
6871	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 4d\left[\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	1-1	+	S	6145	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 5d'\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	1-2	+	VW
6604	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 4d'\left[2\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	2-3	+	VW	6059	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 4d'\left[2\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	1-2	+	VW
6538	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 4d'\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	3-2	+	VW	6052	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 4d'\left[1\frac{1}{2}\right]^{\circ}$	1-2	+	VW

6043	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 5d\left[3\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-3	+ W	5834	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 5d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+ VW
	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-3		5802	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-1	+ VW
6032	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 5d\left[3\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-4	+ S	Coumarin 153			
6025	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 7s'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-1	+ VW	5740	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d'\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+ M
6013	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 5d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-2	+ VW	5701	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d\left[3\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-3	+ M
6005	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 8s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-2	+ VW	5689	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+ S
5999	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 5d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+ VW	5683	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+ M
5987	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 5d\left[3\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-3	+ VW	5682	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-3	+ S
5971	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 7s'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-0	+ VW	5659	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 8s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+ S
5949	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+ VW	5651	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 5d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-0	+ S
5942	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 7s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+ VW	5649	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 8s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-1	+ M
5929	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 7s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-1	+ W	5641	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 5d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+ M
5912	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 4d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+ VW	5639	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 9s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	0-1	+ W
5888	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 7s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-2	+ M	5637	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 7d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	0-1	+ M
5882	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 6s'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-0	+ VW	5636	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+ M
5860	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 6s'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+ VW	5623	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+ M
				5621	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 7s'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-0	+ M

5618	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 7s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	M	5496	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 6d\left[3\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-4	+	VS
5607	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 5d\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	VS	5490	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 6d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+	M
5601	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	M	5486	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 8s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	W
5597	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d'\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+	M	5473	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 7s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-1	+	M
5589	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 5d'\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+	S	5467	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 8s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+	M
5582	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 5d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-2	+	M	5457	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 6d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-1	+	S
5573	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 5d'\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-3	+	S	5452	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 7s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS
5559	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 6d'\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS	5443	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 7d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+	M
5553	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 8d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+	W	5442	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 6d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-2	+	S
5541	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 8d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-1			5440	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 7s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	S
			+	W		$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 7d\left[3\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-3		
	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 5d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-2			5429			+	M
5534	$4p'\left[1\frac{1}{2}\right] - 8s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-1	+	W		$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 5d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1		
5528	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 8d\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	0-1	+	W	5421	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 8s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-2	+	VS
5525	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 5d'\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	3-3	+	S	5410	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 7d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-3	+	S
5506	$4p\left[2\frac{1}{2}\right] - 6d\left[3\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-3	+	S	5394	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 9s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-2	+	M
5499	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 5d\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	M	5391	$4p\left[1\frac{1}{2}\right] - 9s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	2-1	+	M

5387	$4p' \left[\frac{1}{2} \right] - 7d' \left[2\frac{1}{2} \right]^\circ$	1-2	+	M	5118	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 6d' \left[2\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-3	+	S
5373	$4p \left[1\frac{1}{2} \right] - 7d \left[2\frac{1}{2} \right]^\circ$	1-2	+	M	5104	$4p \left[1\frac{1}{2} \right] - 9d \left[2\frac{1}{2} \right]^\circ$	1-2	+	M
5347	$4p \left[1\frac{1}{2} \right] - 9s \left[1\frac{1}{2} \right]^\circ$	1-1	+	M	5087	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 8d \left[3\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-3	+	M
5317	$4p' \left[1\frac{1}{2} \right] - 7d' \left[2\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-2	+	M	5082	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 8s' \left[\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-1	+	S
5310	$4p \left[1\frac{1}{2} \right] - 6d' \left[1\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-2	+	W	5073	$4p \left[\frac{1}{2} \right] - 5d' \left[1\frac{1}{2} \right]^\circ$	1-1	+	S
5286	$4p \left[1\frac{1}{2} \right] - 6d' \left[2\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-3	+	W	5060	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 8d \left[3\frac{1}{2} \right]^\circ$	3-4	+	S
5279	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 7d \left[\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-1	+	W	5054	$4p \left[\frac{1}{2} \right] - 7s' \left[\frac{1}{2} \right]^\circ$	1-1	+	S
5253	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 7d \left[3\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-3	+	M	5048	$4p \left[\frac{1}{2} \right] - 8s \left[1\frac{1}{2} \right]^\circ$	1-2	+	S
Coumarin 307									
5221	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 7d \left[3\frac{1}{2} \right]^\circ$	3-4	+	M	5035	$4p \left[1\frac{1}{2} \right] - 7d' \left[2\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-3	+	M
5214	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 7d \left[1\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-1	+	VW	5032	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 10s \left[1\frac{1}{2} \right]^\circ$	3-2	+	M
5210	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 7d \left[3\frac{1}{2} \right]^\circ$	3-3	+	M	5013	$4p \left[1\frac{1}{2} \right] - 13s \left[1\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-2	+	M
5188	$4p \left[\frac{1}{2} \right] - 5d' \left[1\frac{1}{2} \right]^\circ$	1-2	+	S	5005	$4p \left[1\frac{1}{2} \right] - 9s' \left[\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-1	+	M
5178	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 9s \left[1\frac{1}{2} \right]^\circ$	3-2	+	M	4989	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 9d \left[3\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-3	+	S
5162	$4p \left[\frac{1}{2} \right] - 6d \left[\frac{1}{2} \right]^\circ$	1-1	+	VS	4956	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 9d \left[3\frac{1}{2} \right]^\circ$	3-4	+	M
5151	$4p \left[\frac{1}{2} \right] - 6d \left[\frac{1}{2} \right]^\circ$	1-0	+	S	4938	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 11s \left[1\frac{1}{2} \right]^\circ$	3-2	+	M
5142	$4p \left[1\frac{1}{2} \right] - 9d \left[2\frac{1}{2} \right]^\circ$	2-3	+	M	4921	$4p \left[2\frac{1}{2} \right] - 10d \left[3\frac{1}{2} \right]^\circ$	3-3	+	M

4894	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 7d'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-0	+	S	4586	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 10d\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	VS
4887	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 7d\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	VS	4584	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 7d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS
4876	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 7d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS	4570	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 12s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS
<u>Coumarin 47</u>					4554	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 7d'\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS
4769	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 6d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS	4545	* *		+	VS
4753	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 6d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	VS	4541	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 11d\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-0	+	VS
4747	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 8d\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-0	+	S	4522	$4s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	0-1	+	VS
4720	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 6d'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	S	4511	$4s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-0	+	S
4710	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 10s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS	4505	* *		+	S
					4479	* *		+	S
					<u>Stilben 3</u>				
4702	$4s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	VS	4545	$4s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	VS
4651	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 9d\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-0	+	VS	4335	$4s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	VS
4647	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 9d\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	M	4333	$4s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p'\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS
4642	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 9d\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS	4300	$4s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS
4628	$4s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p\left[2\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	S	4272	$4s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	VS
4627	$4p\left[\frac{1}{2}\right] - 11s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS	4266	$4s\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-2	+	VS
4598	$4s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p\left[1\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-1	+	S	4259	$4s'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ - 5p'\left[\frac{1}{2}\right]^\circ$	1-0	+	VS

4200	$4s \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 5p \left[2\frac{1}{2} \right]$	2-3	+	VS	3675	$4s' \left[\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 6p' \left[1\frac{1}{2} \right]$	1-1	+	M
4198	$4s \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 5p \left[\frac{1}{2} \right]$	1-0	+	S	3671	$4s' \left[\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 6p' \left[1\frac{1}{2} \right]$	1-2	+	S
4191	$4s' \left[\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 5p' \left[1\frac{1}{2} \right]$	0-1	+	S	3659	$4s' \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 6p \left[\frac{1}{2} \right]$	1-1	+	S
4181	$4s' \left[\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 5p' \left[\frac{1}{2} \right]$	0-1	+	VS	3650	$4s' \left[\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 6p' \left[\frac{1}{2} \right]$	1-0	+	VS
4164	$4s \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 5p \left[1\frac{1}{2} \right]$	2-1	+	S	3643	$4s \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 6p \left[2\frac{1}{2} \right]$	1-2	+	S
4158	$4s \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 5p \left[1\frac{1}{2} \right]$	2-2	+	VS	3635	$4s \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 6p \left[1\frac{1}{2} \right]$	1-1	+	VS
PBD									
3697	$4s \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 4f \left[1\frac{1}{2} \right]$	2-1,2	+	W	3633	$4s \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 6p \left[1\frac{1}{2} \right]$	1-2	+	VS
3691	$4s \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 4f \left[2\frac{1}{2} \right]$	2-3,2	+	M	3607	$4s \left[1\frac{1}{2} \right]^{\circ} - 6p \left[\frac{1}{2} \right]$	1-0	+	S

Discharge current, 4mA

* VS=Very Strong, S=Strong, M=Medium, W=Weak, VW=Very Weak

** Transition which has not been classified.

参 考 文 献

1. Camus, P International colloquium on optogalvanic spectroscopy and its applications J. Physique **44**(1983)
2. Zalewski, E. F. J. Chem. Phys. **70**(1979)1015
3. Bridges, W. B. J. O. S. A. **68**(1978)352
4. Suzuki, T. Opt. Commun. **38**(1981)364
5. Rosenfeld, A. et al. Opt. Commun. **30**(1979)394
6. Begemann, M. H. et al. Opt. Commun. **40**(1982)277
7. 张顺怡等 中国激光 **12**(1985)507
8. Striganor, A. R. et al. Tables of spectral lines of neutral and ionized atoms (IFI/Plenum New York, Washington 1968)
9. Shuker, R. Opt. Commun. **42**(1982)29
10. Turk, G. C. Anal. Chem. **51**(1979)1890
11. Mansbach, P and Keck, J. Phys. Rev. **181**(1969)279

12. Devos, F. et al. *J. Phys. Paris* **40**(1979)215
12. Delpech, J. F. et al. *Phys. Rev. Lett.* **39**(1977)1400

(1986年8月25日收到)

INVESTIGATION OF Ar OPTOGALVANIC SPECTRUM ON HOLLOW CATHODE DISCHARGE

Liu Jian-bang, Pan Qi, Shi Jie-rong, Lin Chang-Sheng

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences*)

ABSTRACT

Ar optogalvanic spectrum was observed in wavelength regions of the laser dyes on hollow cathode discharge as well as the time, discharge current and laser power dependences of optogalvanic signals. After comparing the optogalvanic effect of Ar with that of Ne, the mechanism of optogalvanic effect is discussed, a theoretical model is suggested and the laser power dependence of discharge current is obtained.