

CO 放电正柱中的稳态光电流模型*

王裕民 归正兴 张顺怡
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文给出 CO 放电正柱中振转跃迁红外光电流效应的模型(它有别于原子气体中的机理)。理论与实验结果基本一致,由此给出研究激光介质某些参量的新方法。

一、引 言

1976 年以来,光电流光谱学取得了很大发展,但对光电流效应(OGE)的理解尚不完善,较多的是唯象的描述,其微观过程的模型主要有两种:一种是激发态、亚稳态的直接电离模型^[1~3];另一种是热效应导致密度起伏而引起光电流现象^[4]。在 CO 激光器中,作者曾报道了除热效应之外,电子与 CO 分子振动激发态的超弹性碰撞对光电流效应也产生重要的影响^[5]。本文统一考虑了上述各种微观过程,利用线性微扰方法^[6]得到 CO 激光介质正柱区的稳态光电压信号公式,并给出了光电流与放电正柱区动态阻抗、电流、介质的饱和增益、光强等的关系。通过研究光电流与温度的关系表明:“热效应”引起的密度变化及“超弹性碰撞”引起的“电子温度”变化是振转跃迁红外光电流效应的主要微观过程。这与原子体系的可见(或紫外)光的光电流效应截然不同。文中也给出了检测增益(或共振吸收)按能级分布、饱和参量及能级间共振相互作用的简单方法。

二、光电流效应的简化模型

1. 带电粒子平衡方程

在 CO 激光介质(CO + Xe + He)的低压辉光放电正柱区中,CO 的直接电离及双极扩散可视为带电粒子主要平衡过程^[6]。不带电粒子产生的净速率为 $G(\text{cm}^{-3} \cdot \text{sec}^{-1})$,其平衡方程为

$$G \equiv G(n_e, T_e, N, I) = n_e \sum_{v=0} N_{00} f(v) K_{ion}(v) - n_e \mu_0 2.4^2 T_e / (NR^2) = 0, \quad (1)$$

其中 n_e 是电子密度(以下皆指轴线处的密度), T_e 为“电子温度”[不论是玻尔茨曼分布或非玻尔茨曼分布均可定义为 $T_e = (2/3) \bar{\epsilon}_e$ ^[10]], N 是混合气体总的密度, $f(v) = N(v)/N_{00}$ 是归一化的 CO 振动分布函数, I 是光强, $K_{ion} = \langle \sigma_{ion}(v) v_e \rangle$ 是 v 态的电离速率, v_e 是电子速度, σ_{ion} 是 v 态的电离截面, R 是管半径, μ_0 是一常数, $\bar{\epsilon}_e$ 为平均电子能量。

2. 放电电流

设电流密度沿径向分布近似为零级贝塞耳函数,则放电电流

收稿日期: 1983 年 1 月 22 日; 收到修改稿日期: 1983 年 3 月 8 日

* 本文在 83 年 5 月美国马里兰州召开的激光及光电子学会议上作了报导(CLEO 83)。

$$i = F(n_e, T_e, N, E) \cong \sqrt{\frac{\pi}{8mT_e}} \frac{e^2 R^2}{\sigma_M} n_e \frac{E}{N}, \quad (2)$$

其中 E/N 为约化场强, m 、 e 分别是电子质量及电荷, σ_M 为动量转移截面, 设它为常数。

其中利用了电子迁移速度 $\bar{u}_e = \mu_e E \cong 0.75 \sqrt{\frac{\pi}{8mT_e}} \frac{e}{\sigma_M} \frac{E}{N}$ 。

3. 共振跃迁引起的振动分布函数变化

利用 CO 激光的解析模型^[7-9], CO 振动分布函数由两个特征振动量子数 v^* 和 v^{**} 标志, $v < v^*$, $f(v)$ 为特里安诺(Treanor)分布。在 $v^* < v < v^{**}$ 区, 若忽略 $V-T$ 弛豫的影响, $f(v) \sim C/(v+1)$, 其中 C 是与泵浦有关的量^[7]。 $v > v^{**}$, $f(v) = 0$ 。当 $v = (l+1) \leftrightarrow l$ 发生共振跃迁时, $v \leq l$ 的振动分布不受影响, 扰动发生在 $v \geq l+1$ 能级上^[7]。由光强 I 引起的分布变化为

$$\frac{\partial [(v+1)f(v)]^2}{\partial I} \Delta I = \Delta [(v+1)f(v)]^2 = -\frac{I g}{v \cdot N_{CO}(\hbar\omega)}, \quad (3)$$

$$\Delta f(v) \cong \frac{-I g}{\alpha C v(\hbar\omega) N_{CO}(v+1)} = -\frac{1}{v+1} \frac{I g}{\sigma_0 N_{CO} I_s}, \quad (4)$$

其中 g 是饱和增益系数, $\hbar\omega$ 是跃迁能量, σ_0 为 P 支 $v=1 \rightarrow 0$ 的感应跃迁截面, ν 是 $V-V$ 特性交换频率^[9]。作者给出饱和强度 $I_s \cong 2\nu C \hbar\omega / \sigma_0$ 。另外由粒子数守恒还有

$$\Delta \sum_{v=l+1} f(v) = -\Delta f(v=0). \quad (5)$$

4. 电子能量平衡

放电正柱中的电子温度是决定放电特性的最重要的参量。为了给出光电流效应的主要特征, 设电子速度为麦克斯威分布, 并且考虑电子能量的平衡过程, 即电子从外场和与激发态碰撞(称为超弹性碰撞)中取得能量, 而在与分子的弹性碰撞、电离碰撞和激发过程中损失能量。由于共振跃迁改变了分子振动分布, 因而也就影响了这一平衡过程, 在[附录]中得到

$$\Delta \ln T_e = \frac{2}{1.5 + \hat{\nu}_u} \Delta \ln \left(\frac{E}{N} \right) - \frac{A_{sel}(T_e, T) - A_{ion}(T_e, T)}{P_F(1.5 + \hat{\nu}_u)} \frac{I g}{\sigma_0 N I_s}, \quad (6)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} A_{sel} &= \sum_{i'=1}^{l+1} i' E_1 K_{ion} \left(\sum_{j=v_0}^{i'} \frac{1}{j+1} \right), \quad v_0 = \begin{cases} l+1 & (\text{当 } i' \leq l+1) \\ i' & (\text{当 } i' \geq l+2) \end{cases} \\ A_{ion} &= \sum_{i=1}^{l+1} \{ [K_{ion}(v) E_{ion}(v)/(v+1)] - [K_{ion}(v=0) E_{ion}(v=0)/(v+1)] \}, \\ \hat{\nu}_u &= \left(\frac{\partial \ln \nu_u}{\partial \ln T_e} \right), \quad P_F = \frac{2e^2}{\pi m \sigma_M} \frac{1}{v_e} \left(\frac{E}{N} \right)^2, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

E_1 及 $E_{ion}(v)$ 分别是 $v=1$ 振动态能量及 v 态的电离能, ν_u/N 是电子-分子能量交换碰撞频率^[10], P_F 是每个电子在外场作用下能量增加的速率系数, A_{sel} 的项反映了共振跃迁如何通过超弹性碰撞而影响电子温度, 含 A_{ion} 之项反映共振跃迁如何通过电离碰撞而影响电子温度。

5. 共振跃迁引起的密度扰动

热效应在惰性气体放电中尚可忽略, 但对存在很强的 $V-T$ 及 $V-V-T$ 弛豫的分子系统是不能忽略的。在 CO 混合气体中, 平均一个分子的加热速率分别为^[9]:

对 $V-V-T$ 弛豫过程: $q_{VVT} \sim 2 \Delta E \nu \sum_v (v+1)^2 f^2(v) \gamma_{CO}$,

对 $V-T$ 弛豫过程: $q_{VT} \sim \sum_p P_{10} \exp(\delta_{VT} v) f(v) E_1(v+1) \gamma_{CO}$,

其中 $(1/\delta_{VT})$ 是 $V-T$ 作用“半径”, P_{10} 是 $v=1 \rightarrow 0$ 的 $V-T$ 弛豫速率, ΔE 是振动能级的非简谐量。 $\gamma = N_{CO}/N$ 。将 (3) 式及 (4) 式代入, 可得出放电管轴线上密度的变化为

$$\frac{\Delta N}{N} = -\frac{\Delta T}{T} = \frac{I g}{N C_p \hbar \omega T} \left[2 \Delta E (v^{**} - l) + P_{10} E_1 \frac{\exp(\delta_{VT} v^{**}) - \exp[\delta_{VT} (l+1)]}{2 \nu C \delta_{VT}} \right], \quad (8)$$

C_p 是平均说来每个分子的定压比热。

6. 放电回路

放电回路方程为

$$V_0 = \int_0^l z dl + zi = zi + zl, \quad V = zl. \quad (9)$$

式中 l 是放电正柱区长, V 为电压, z 为平衡电阻, V_0 是总电压。

在以上 (1)、(2)、(9) 各式中以 n_e 、 E 、 N 、 I 为独立变量, 通过 (6) 式将 T_e 视为 (E, N) 及 I 的函数, 利用微扰方法^[2]得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial n_e} \Delta n_e + \frac{\partial G}{\partial E} \Delta E + \frac{\partial G}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial G}{\partial N} \Delta N = 0, \\ \Delta i = \frac{\partial F}{\partial n_e} \Delta n_e + \frac{\partial F}{\partial E} \Delta E + \frac{\partial F}{\partial I} \Delta I + \frac{\partial F}{\partial N} \Delta N. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

对于给定的粒子密度及光强 (令 $\Delta N = 0$, $I = 0$), 由 (10) 式可得放电伏-安特性曲线上的电压及电流变化的关系 (用脚标“0”以示区别)。

$$\left(\frac{\partial i}{\partial E} \right)_0 \left(\frac{\partial G}{\partial n_e} \right) = \left(\frac{\partial F}{\partial E} \right) \left(\frac{\partial G}{\partial n_e} \right) - \left(\frac{\partial F}{\partial n_e} \right) \left(\frac{\partial G}{\partial E} \right). \quad (11)$$

由 (10) 式及 (11) 式可得

$$\Delta V = \left(\frac{dV}{di} \right)_0 \left[\left(\frac{\partial F}{\partial n_e} / \frac{\partial G}{\partial n_e} \right) \left(\frac{\partial G}{\partial I} I + \frac{\partial G}{\partial N} \Delta N \right) - \left(\frac{\partial F}{\partial I} I + \frac{\partial F}{\partial N} \Delta N \right) \right] / \left\{ 1 + \left[\left(\frac{dV}{di} \right)_0 / z \right] \right\}. \quad (12)$$

(10)、(11) 及 (12) 式中偏微分定义为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial Q}{\partial E} &= \frac{\partial Q}{\partial \ln T_e} \frac{\partial \ln T_e}{\partial E}, \\ \frac{\partial Q}{\partial I} &= \frac{\partial Q}{\partial \ln T_e} \frac{\partial \ln T_e}{\partial I} + \left(\frac{\partial Q}{\partial I} \right)_{T_e}, \\ \frac{\partial Q}{\partial N} &= \frac{\partial Q}{\partial \ln T_e} \frac{\partial \ln T_e}{\partial N} + \left(\frac{\partial Q}{\partial N} \right)_{T_e}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

这里 Q 代表 G 或 F 。

将 (1) 及 (2) 式的 G 、 F 代入 (12) 式, 在计算 $\partial G/\partial n_e$ 时利用 $f(v) \propto C \propto \sqrt{n_e}$, 又考虑到 $\hat{K}_{ion} = (\partial \ln K_{ion}/\partial \ln T_e) \gg 1$, 经过运算可得

$$\Delta V = -\frac{(dV/di)_0 i}{1 + [(dV/di)_0/z]} I g [\beta_{th}(T_e, T) + \beta_{ael}(T_e, T) + \beta_{ion}(T_e)], \quad (14)$$

其中

$$\left. \begin{aligned}
 \beta_{th}(T_e, T) &= \frac{N_{CO}R^2}{2.88\mu_0\hbar\omega T_e} \sum_{v=0}^{v^*} \frac{K_{ion}(v)f(v)2\hat{K}_{ion}(v)}{1.5+\hat{\nu}_u} \left\{ 2\Delta E(v^*-l) \right. \\
 &\quad \left. + P_{10}E_1 \frac{\exp(\delta_{VT}v^{**}) - \exp[\delta_{VT}(l+1)]}{2\nu C\delta_{VT}} \right\} / C_p T, \\
 \beta_{sel} &= \left[\frac{N_{CO}R^2}{2.88\mu_0\hbar\omega T_e} \sum_{v=0}^{v^*} \frac{K_{ion}(v)\hat{K}_{ion}(v)}{v+1} \frac{A_{sel}}{P_F(1.5+\hat{\nu}_u)} \right] / 2\nu, \\
 \beta_{ion} &= \frac{N_{CO}R^2}{2.88\mu_0\hbar\omega T_e} \sum_{v=0}^{v^*} \frac{K_{ion}(v)\hat{K}_{ion}(v=0)}{v+1} \frac{A_{ion}}{P_F(1.5+\hat{\nu}_u)} \\
 &\quad + \frac{N_{CO}R^2}{2.88\mu_0\hbar\omega T_e} \sum_{v=l+1}^{v^*} \frac{K_{ion}(v) - K_{ion}(v=0)}{(v+1)C}.
 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

谱线为均匀加宽时

$$\Delta V = - \frac{(dV/di)_{0i}}{[1+(dV/di)_{0i}]}, = \frac{I g_0}{1+(I/I_s)} [\beta_{th}(T_e, T) + \beta_{sel}(T_e, T) + \beta_{ion}(T_e)]. \quad (16)$$

在(16)式中, $\beta_{th}(T_e, T)$ 项反映了当光感应振动分布函数变化通过 $V-T$ 及 $V-V-T$ 弛豫而引起的约化电场变化, 从而导致光电流效应的产生。它对温度变化很敏感。这一项与温度的关系可近似为

$$\frac{\Delta V}{g} \propto \left\{ 2\Delta E(v^*-l) + P_{10}E_1 \frac{\exp(\delta_{VT}v^{**}) - \exp[\delta_{VT}(l+1)]}{2\nu C\delta_{VT}} \right\} / T, \quad (17)$$

由文献[8], v^{**} 及 C 随温度升高而下降, 所以 $\Delta V/g$ 也随之而下降。

β_{sel} 项反映了当光感应振动分布函数变化时通过超弹性碰撞改变电子温度, 从而导致光电流效应。若假设电离系数与 v 无关, 单纯这一项引起光电压与温度的关系近似为

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{\Delta V}{g} &\propto \frac{1}{\nu} \sum_{i=0}^{v^*} \sum_{v=1}^{v^*} \sum_{j=v_0}^{v^*} \frac{1}{j+1}, \\
 v_0 &= \begin{cases} l+1 & (\text{当 } i' \leq l+1) \\ 0 & (\text{其余}). \end{cases}
 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

其中

由于 v^{**} 随温度升高而下降, 所以也将随温度升高而减小。

(14)式中的 β_{ion} 项反映了碰撞电离对光电流效应的贡献。例如 CO, 由于电离电位 $E_{ion} \gg E(v)$, 由(15)式及(7)式可见: 如果电离截面与 v 无关, 这一项贡献接近为零。由此可见, 这些与原子体系可见光的光电流机理^[1~3]是不同的。

三、实验结果及讨论

CO选支激光器输出单支谱线经光阑和光束调制器进入充有 $CO+Xe+He$ 的高压直流放电管。由取样电阻取出调制电压或电流信号, 示波器显示信号波形, 选频放大器测量其数值。用超级恒温器控制冷却水温。

(1) 测量光电压 ΔV 与入射光强的关系。在输入功率 $< 2W$ 范围, 测得增益为一常数, 光电压 ΔV 与入射光强 I 成正比关系, 如图1所示, 与(14)式一致。图2测量了光电压的饱和现象。因 CO 介质饱和参量较大, 为此, 观察了腔内的光电流饱和现象。在腔内插入一个切割盘, 该器件的气压为 30 Torr, 谱线为均匀加宽, 由(16)式 $\Delta V \propto g_0 w / [1+(w/w_s)]$, 其中 w 为腔内功率, w_s 为饱和功率。通过改变腔内损失来改变腔内功率, 测得 ΔV 与输出功

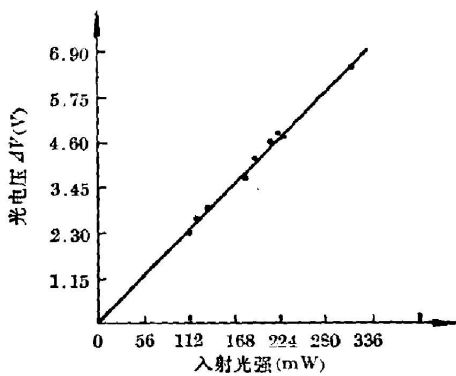


图 1 光电压信号与输入光强的关系

Fig. 1 The dependence of ΔV on the incident intensity

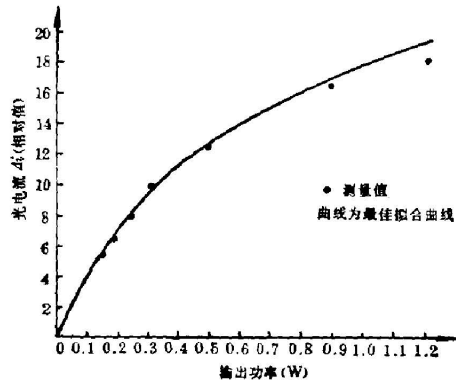


图 2 腔内调制光电流与输出功率的关系

Fig. 2 The dependence of the opto-galvanic current in the cavity on the output power

率关系, 如图 2 所示。光束半径为 0.3 cm, 作为输出耦合的光栅零级反射率为 15%, 一级反馈为 75%~80%, 其输出光强分布基本均匀。由最小二乘法求出 P_{11-10} (18) 的 $I_s \approx 2.9 \pm 3 \text{ W/cm}^2$, 与计算的 $I_s \approx 24 \text{ W/cm}^2$ 及文献 [11] 测量基本一致 (当 20 Torr 时, $I_s = 16 \text{ W/cm}^2$, 估计在 30 Torr 时, $I_s \sim P^{3/2}$, 则 $I_s \sim 29 \text{ W/cm}^2$)。

(2) 改变放电电流 i , 测出光电压 ΔV , 介质增益 g 及伏-安特性曲线, 由 $V-i$ 曲线求得动态阻抗, 如图 3(a) 所示。按公式 (16) 式计算出 $\Delta V / \{I [1 + (dV/di)_0/z]\} / (dV/di)_0 i$ 应正比于增益 g , 计算值与测得的 g 比较, 如图 3(b) 所示。由图 3(b) 可见, 在实验误差范围内 (g 的测量误差 15~17%), 计算与实验基本一致。

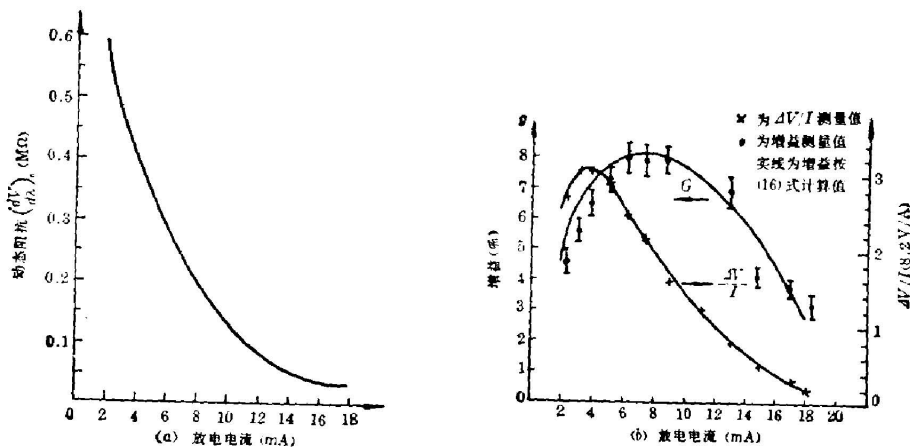


图 3

(a) 放电正柱动态阻抗; (b) 增益与放电电流的关系

Fig. 3

(a) The dynamic resistance of the discharge column;
(b) The relation between the gain and discharge current

(3) 图 4 测量了改变加电管壁温时, 光电流 Δi 及增益的变化。值得注意的是 (i) 当介质增益为正 ($g > 0$) 时, 光电流 $\Delta i < 0$ (光电压 $\Delta V > 0$); 当 $g < 0$ 时, $\Delta i > 0$ (或 $\Delta V < 0$), 这与公式 (14) 是一致的。 (ii) 光电流随温度变化的速度, 在温度较低时要比增益随温度变化得

快,在高温时两者趋向一致。这从(14)式和(15)式中可以得到说明。

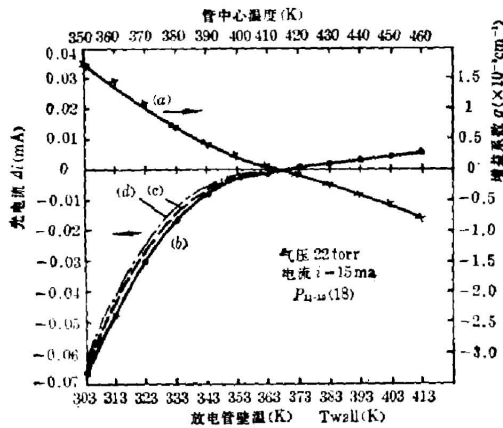


图 4 光电流与增益系数随温度的变化
Fig. 4 The variation of the opto-galvanic current and gain coefficient with the temperature

(18)式是单纯超弹性碰撞机理产生的光电效应与温度关系。此式假设了超弹性碰撞,电离碰撞速率与 v 无关(此时电离引起的 ΔV 变化为零)。(17)式则是单纯 $V-V-T$ 及 $V-T$ 热效应产生的光电流效应与温度的关系(在同样假设下)。利用 CO 激光的解析理论,计算了不同温度下的光电流相对值。图 4 中曲线 (a) 是测量的增益系数,曲线 b 是测量的光电流值 Δi (c) 及 (d) 曲线分别是按 (17) 及 (18) 式计算的相对 Δi 值。虽然由于过分的简化,不能精确符合,但它却给出了与实验大体一致的趋势,反映了热效应及超弹性碰撞是 CO 放电正柱区的光电流效应重要机理。至于在温度更高时(如 $T > 400$ K)则有待进一步研究。

四、结 论

给出了 CO 放电正柱区中的红外光电流效应的稳态解析模型,其理论计算值与实验结果基本一致。它表明了 CO 分子体系红外振转跃迁的光电流机理有别于惰性气体的可见光光电流机理。本模型对很多分子气体放电正柱的光电流效应带有一定的普遍性。由此模型出发,光电流效应将提供一种探测饱和参量、增益(或吸收)、能级分布及弛豫特性、等离子参数的简单方法。

附 录

为了给出光电流效应的主要特点,假设电子速度分布为麦克斯韦分布:

$$f(\epsilon) d\epsilon = 2\sqrt{\frac{\epsilon}{\pi T_e^3}} \exp\left(-\frac{\epsilon}{T_e}\right) d\epsilon, \quad (A1)$$

式中 ϵ 为电子能量, T_e 为电子温度(以能量计)。在电场作用下,单位体积电子的能量增加速率为 $P_F n_e N$ [$\text{erg} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$], P_F 定义为能量增加速率系数 [$\text{erg} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$], 则有(7)式。设每个电子的弹性碰撞能量损失速率系数为 P_{e1} [$\text{erg} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$] (或称弹性碰撞交换频率), 则

$$P_{e1} = (3/2) T_e \delta \sigma_M \bar{v}_e. \quad (A2)$$

(δ 为每次碰撞电子能量损失系数)。

又设由于振动激发每个电子能量损失速率系数为 P_{exc} [$\text{erg} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$], 则 $P_{exc} = \sum_{j>i} \gamma_{00} K_{ij} E_i f(i)$, 其中 $\gamma_{00} = N_{00}/N$, $E_j = E_j - E_i \cong (j-i)E_1$, i, j 为振动量子数, $K_{ij} = \langle v_e \sigma_{ij} \rangle$ 是由 $i \rightarrow j$ 跃迁的电子碰撞激发几率, σ_{ij} 是相应截面。若近似地 σ_{ij} 只与 $j \rightarrow i$ 有关, 则

$$P_{exc} \cong \gamma_{00} \sum_{j=1}^{\infty} \sum_{i=0}^{j-1} f(i) \langle v_e \sigma_{ij} \rangle i E_1 = \sum_{i=1}^{\infty} \gamma_{00} K_{ji} E_i f(i), \quad (A3)$$

可见 P_{exc} 只是 T_e 的函数。

又设由于电子与振动激发态的超弹性碰撞, 电子能量增加速率系数为 $P_{se} = \sum_{j>i} \gamma_{00} f(j) \langle v_e \sigma_{ji} \rangle E_{ij}$, 由细致平衡原理(设上下态权重相等)

$$\sigma_{i,j} = \frac{\varepsilon + E_{i,j}}{\varepsilon} \sigma_{i,j}(\varepsilon + E_{i,j}),$$

$$P_{\text{exc}} = \sum_{j=1}^{\infty} \gamma_{00} f(j) \langle v_j \sigma_{i,j} \rangle \exp(E_{i,j}/T) E_{i,j} \approx \sum_{j=1}^{\infty} \gamma_{00} j E_1 K_{i,j} \exp(j E_1/T) \sum_{i=1}^{\infty} f(j). \quad (\text{A4})$$

另外, 由于电离电子而产生的能量损失速率系数 $P_{\text{ion}} [\text{erg} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}]$ 为

$$P_{\text{ion}} = \gamma_{00} \sum_{i=1}^{\infty} f(i) K_{i,n}(i) E_{i,n}(i). \quad (\text{A5})$$

当电子能量平衡时, 单电子的能量增长速率系数 $P=0$, 即

$$\left. \begin{aligned} P &= P_F - (\nu_e/N) T_e = 0, \\ (\nu_e/N) T_e &= P_{\text{el}}(T_e) + P_{\text{ion}}(T_e \dots f(v) \dots) + P_{\text{exc}}(T_e) - P_{\text{sei}}(T_e \dots f(v) \dots), \end{aligned} \right\} \quad (\text{A6})$$

式中 (ν_e/N) 为电子能量交换碰撞频率^[10]。以 (E/N) 、 T_e 、 $f(v)$ ($v=0, 1, 2, \dots$) 为独立变量, 对 (A6) 式全微分并利用 (A1) ~ (A5) 式得

$$\frac{\partial P_F}{\partial (E/N)} \Delta \left(\frac{E}{N} \right) - P_F \left(\frac{3}{2} + \nu_e \right) \frac{\Delta T_e}{T_e} + \sum_v \frac{\partial (P_{\text{sei}} - P_{\text{ion}})}{\partial f(v)} \Delta f(v) = 0, \quad (\text{A7})$$

再利用 (A4) 及 (4) 式得

$$\left. \begin{aligned} \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\partial P_{\text{sei}}}{\partial f(v)} \Delta f(v) &= - \frac{I g}{\sigma_0 N I_0} A_{\text{sei}}(T_e, T), \\ \sum_{v=0}^{\infty} \frac{\partial P_{\text{ion}}}{\partial f(v)} \Delta f(v) &= - \frac{I g}{\sigma_0 N I_0} \sum_{v=0}^{\infty} [K_{i,n}(v) E_{i,n}(v) - K_{i,n}(v=0) E_{i,n}(v=0)] / (v+1), \end{aligned} \right\} \quad (\text{A8})$$

其中 A_{sei} 及 A_{ion} 见 (7) 式, 将 (A8) 式代入 (A7) 式经过整理最后得 (6) 式。

参 考 文 献

- [1] D. M. Pepper; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1978, **QE-14**, No. 12 (Dec), 971.
- [2] J. E. Lawler; *Phys. Rev. (A)*, 1980, **A22**, No. 3 (Sep), 1025.
- [3] 赵朔嫣, 张培林; *激光*, 1982, No. 5 (May), 11.
- [4] A. L. S. Smith *et al.*; *J. Phys. (D): Appl. Phys.*, 1979, **12**, No. 8 (Aug), 1237.
- [5] 王裕民, 归振兴, 张顺怡; *光学学报*, 1981, **1**, No. 1 (Jan), 311.
Wang Yumin, Gui Zhenxing *et al.*; *Chinese Physics*, 1982, **2**, No. 3 (Jul-Sep), 799.
- [6] W. L. Morgan *et al.*; *Phys. Rev. (A)*, 1977, **A16**, No. 3 (Sep), 1186.
- [7] A. П. Напробнич; *Кван. Электр.*, 1977, **4**, № 10 (Окт), 2125.
- [8] Б. Ф. Тордпец *идр.*; *ИМТФ*, 1974, № 3 (Сен), 13.
- [9] С. А. Жданок *идр.*; *ЖЭТФ*, 1979, **76**, № 1 (Янв), 130.
- [10] G. Bekeji; *Principles of Laser Plasma*, (New York, Wiley-Interscience Pub., 1976).
- [11] Э. Н. Поткова *идр.*; *Кван. Электр.*, 1977, **4**, № 9 (Сен), 1944.

A steady-state analytical model of the infrared opto-galvanic effect in CO discharged positive column*

WANG YUMIN ZHANG SHUNYI AND GUI ZENXIN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 22 January 1983, revised 8 March 1983)

Abstract

A steady-state analytical model of the infrared optogalvanic effect (OGE) in CO discharged positive column is given. Results indicate that it is different from that of the visible and UV in the atomic gas, in which the OGE is caused by the differences in the collisional ionization rates of the levels coupled by the laser. However, it is shown that the thermal effect due to VT and VVT relaxation in the resonance transition and the superelastic collisions between electrons and molecules in the excited vib-rotational levels are responsible for this effects. Based on this model, the dependences of the optogalvanic voltage on the gain (or absorption), intensity, dynamic resistance and current have been given. On the whole, the model is found to agree with the experimental results. Thus, a new method to probe laser medium parameters e. g. saturation intensity, gain (or absorption) distribution over the vib-rotational levels and the resonance interaction in CO gas has been proposed.

* This paper was presented at the Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO'83) in May 1983, held in Maryland, U. S. A.,