

准一维含铂混合价化合物中的 激光诱导光吸收*

彭 景 翠¹⁾

湖南大学应用物理系, 长沙 410082

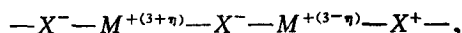
1991年6月24日收到

本文研究准一维含铂卤素桥接混合价化合物(HMPC)中的激光诱导光吸收。在总结、分析实验事实的基础上, 提出一个激光诱导光吸收机制, 分别计算卤素(X)离子交替形变和描述极化子周围的X离子晶格形变这两种情况下的激光诱导光吸收谱, 并与实验事实进行比较。

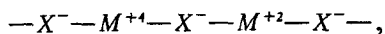
PACC: 7820; 7215N; 8120S

一、引 言

近年来, 一维卤素桥接混合价化合物(HMMC)的电学、磁学特别是其光学性质, 引起人们广泛的兴趣, 因为它是一种具有准一维电荷密度波(CDW)的典型绝缘体, 它们的组成可由公式 $[MA_2][MA_2X_2]Y$ ($M = \text{Pt, Pd, Ni}$; $A = \text{ethylenediamine}$; $X = \text{Cl, Br, I}$; $Y = \text{ClO}_4$) 表示, 其中M由X桥接, 构成准线性链, 其结构示意图如图1所示^[1]。由于存在电子-声子耦合, 在相邻的两个金属离子之间要发生电荷转移(charge transfer), 而出现如下形式的混合价态:



其中 X^- 向着 $M^{+(3+\eta)}$ 位移而偏离中心位置, 而 η ($0 \leq \eta \leq 1$) 表示电荷转移的程度, 在极端情况下, 如 Wolfram Red Salt (WRS), $\eta = 1$, 则链的结构变成



它在可见光区有一个很强的吸收带, 叫做电荷转移(CT)吸收带; 当用激光先激发, 再测量其吸收谱时, Kurita 等人发现两个新的吸收带——A带和B带^[2], 它们分别是禁带能量的70%和80%, 这些带和由压力诱导所产生的带^[3]几乎相同; 因此, 人们认为它们相应于晶格弛豫之后所产生的本征非线性激发, 应是激光诱导光吸收带。

因为研究激光诱导吸收有助于了解其电子结构、基态和激发态的性质及晶格的弛豫过程; 自1987年以来, 对A带和B带的起因, 进行了一系列实验和理论研究; Matsushita 等人对 HMPCs 的诱导效应和 Au 掺杂效应进行了广泛的实验研究^[4], Kuroda 等人^[5]

* 国家自然科学基金资助的课题。

1) 中国高等科学技术中心(世界实验室), 北京 100080。

和 Kurita 等人^[2]对 A 带和 B 带的出现进行了初步的理论解释。但到目前为止,尚无人直接计算其激光诱导光吸收谱;对于 A 带和 B 带是否来源于相同的缺陷;它们是否经过自陷

阱激子 (STE) 态等问题,并不清楚。

本文在分析实验事实的基础上,提出一个激光诱导光吸收机制,直接计算激光诱导光吸收谱,并与实验事实进行比较。

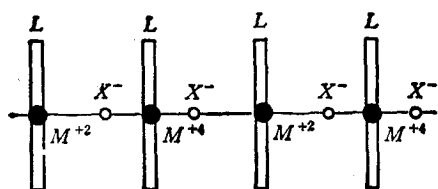


图1 准一维卤素桥接混合价化合物 (HMMC) 的结构示意图 M 代表过渡金属离子; X, L 分别代表卤素和配位体分子

二、基本公式与模型 Hamiltonian

一个体系对光的吸收横截面为^[3]

$$\sigma_{ab}(\omega) \approx 4\pi^2 e^2 / (\omega c) \sum_n |\langle n | j_{\mathbf{a}}^{\perp} | 0 \rangle|^2 \delta(E_n - E_0 - \hbar\omega), \quad (1)$$

其中 $j_{\mathbf{a}}^{\perp}$ 是电流密度算子 $j(\mathbf{r})$ 在极化 $\mathbf{e}_1$ 方向的 Fourier 分量。在偶极近似下,

$$j_{\mathbf{a}}^{\perp} = -i\omega P^{\perp(6)},$$

而

$$P_{ik}^{\perp} = \int \phi_k^*(\mathbf{r}) \left(\mathbf{r} - N^{-1} \sum_i \mathbf{R}_i \right) \phi_k(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r} \cdot \mathbf{e}_1, \quad (2)$$

其中 $\mathbf{R}_i$ 表示 N 个不同原胞的位置; $\mathbf{e}_1$ 是极化方向。偶极近似只对长波光光子才有效;在 HMMC 中,两相邻 Pt 离子间相距约 $5.5 \text{ \AA}$, 因此该条件适用。

对于 HMMC 而言,它是由 $M(\text{Pt})$ 和 X 离子所交替排列的线性链,如图 1 所示。在 M 格点上的电子可用单原子轨道(或 Wannier 函数)来描述, X 格点上的电子可认为不受影响;但对于晶格形变和电子-声子耦合,则应包括 x 格点的贡献。引入 u_i 和 v_i 去分别描述 M 离子和 X 离子的位移,其 Hamiltonian 可写成

$$H = H_0 + H_1 + H_2, \quad (3a)$$

$$H_0 = \sum_{i,s} \epsilon_i c_{i,s}^{\dagger} c_{i,s} - \sum_{i,s} t_{i,i+1} (c_{i,s}^{\dagger} c_{i+1,s} + c_{i+1,s}^{\dagger} c_{i,s}), \quad (3b)$$

$$H_1 = U/2 \sum_{i,s,s'} n_{i,s} n_{i,s'} + U/2 \sum_{i,s,s'} n_{i,s} n_{i+1,s'}, \quad (3c)$$

$$H_2 = K/2 \sum_i [(u_i - v_i)^2 + (v_i - u_{i+1})^2] + \frac{1}{2} \sum_i (M_M \dot{u}_i^2 + M_X \dot{v}_i^2). \quad (3d)$$

(3b) 式等号右端第一项是电子的动能, $t_{i,i+1} (> 0)$ 是相邻两个 M 格点间的单电子的转移能(转移积分), $c_{i,s}^{\dagger}, (c_{i,s})$ 是在第 i 个 M 格点上的自旋为 s 的产生(湮没)算符; (3c) 式等号右端两项分别表示金属离子上和最近邻金属离子间的电子-电子 Coulomb 作用。两个 X 离子围绕 M 格点作呼吸运动,其伸展振动能量为 $\hbar\omega_0$, 见表 1。

在 HMMC 链中,两个邻近的 M 格点上的电子的转移通过 M 的外层 d_z^2 轨道和 X 的外壳层 p_z 轨道间的杂化而进行,故相邻两 M 格点间电子的转移称为超转移。 $t_{i,i+1}$ 将随

X 的 p_z 轨道半径(原子数)的增加而增加, U 将随 M 的 d_{z^2} 轨道半径(原子数)的减少而增加, V 值比 U 值少很多, 因为根据 X 衍射资料, 两个金属离子间的距离大约是 $5.5 \text{ \AA}$, 这比 d_{z^2} 轨道的半径大很多。

由 (1) 式可见, 要计算其吸收谱, 必须求出其基态和激发态的能量及其相应的波函数。在光激发的直接过程中, 荷电的孤子对或电子-极化子, 空穴-极化子对可能被产生, 它们可以利用下述的自旋单态来描述^[7]:

$$\phi_s = (\phi_{+-} + \phi_{-+})/2, \quad (4)$$

其中

$$\phi_{\alpha\beta} = c_{\alpha}^{\dagger} c_{\beta}^{\dagger} |c\rangle, \quad (5)$$

而

$$|c\rangle = \prod_k c_{k\uparrow}^{\dagger} c_{k\downarrow}^{\dagger} |0\rangle, \quad (6)$$

其中 $c_{k\sigma}^{\dagger}(c_{k\sigma})$ 是一个其能量比禁带中央能级低(高)的处于键合(反键合)定域态的具有自旋为 σ 的电子的产生(湮没)算符; 而 $c_{k_0\sigma}^{\dagger}(c_{k_0\sigma})$ 是在价带里面分子轨道 k 中产生一个自旋为 σ 的电子产生(湮没)算符。

为了便于计算基态和激发态的能量, 按照 Grabowski 等人的作法^[8], 首先把电子在格点上的算子变成分子轨道的算子,

$$c_{i,\sigma} = \sum_{k'} a_{i,\sigma}^{k'} c_{k'\sigma}, \quad (7)$$

其中对 k' 求和是遍及整个电子谱; 因为在这种情况下每个自旋的贡献是相同的, 故在以下将略去关于自旋的脚标, 整个系统的激发态 ϕ_s 与电子有关的部分为

$$E^e = \langle \phi_s | H_0 + H_1 | \phi_s \rangle = \varepsilon_0 + \varepsilon_e, \quad (8)$$

其中 Hartree-Fock 部分为

$$\varepsilon_0 = 1/2 [\langle \phi_{+-} | H_0 + H_1 | \phi_{+-} \rangle + \langle \phi_{-+} | H_0 + H_1 | \phi_{-+} \rangle], \quad (9)$$

相关部分为

$$\varepsilon_e = 1/2 [\langle \phi_{+-} | H_0 + H_1 | \phi_{-+} \rangle + \langle \phi_{-+} | H_0 + H_1 | \phi_{+-} \rangle]. \quad (10)$$

为了使其结果简单而便于计算, 定义一些, 格点电荷密度参数和键序参数如下:

$$\rho_i^{\sigma} = \sum_k |a_i^k|^2, \rho_i^+ = \rho_i^{\sigma} + |a_i^+|^2, \rho_i^- = \rho_i^{\sigma} + |a_i^-|^2; \quad (11a)$$

$$P_i^{\sigma} = \sum_k (a_i^k)^* a_{i+1}^k, P_i^+ = P_i^{\sigma} + (a_i^+)^* a_{i+1}^+, \\ P_i^- = P_i^{\sigma} + (a_i^-)^* a_{i+1}^-. \quad (11b)$$

则与电子有关的能量可表为

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{2} \left\{ - \sum_i (-\varepsilon_i \rho_i^{\sigma} + t_{i,i+1} [P_i^+ + (P_i^+)^*] \right. \\ \left. + [P_i^- + (P_i^-)^*]) \right\} + U \sum_i \rho_i^+ \rho_i^- + V \sum_i \{ \rho_i^+ \rho_{i+1}^- \\ + \rho_i^- \rho_{i+1}^+ + \rho_i^+ \rho_{i+1}^+ + \rho_i^- \rho_{i+1}^- - |P_i^+|^2 - |P_i^-|^2 \}, \quad (12a)$$

$$\varepsilon_c = U \sum_i |a_i^+|^2 |a_i^-|^2 + 2V \sum_i (a_i^-)^* a_i^+ (a_{i+1}^+)^* a_{i+1}^- \quad (12b)$$

而整个体系的能量只需在上述结果的基础上再加上晶格部分的能量即可。

$t_{i,i+1}$ 虽然是第 i 个和第 $i+1$ 个 M 离子间的距离的函数,但由于两相邻 M 格点间的电子转移是由 X 离子为媒介,故它也应与 V_i 有关,不过这是一个二级小量,可以被忽略,因为在 HMPC 中, X 离子的外层电子能级远离 M 离子的外层电子能级。

按照我们以前的一系列工作^[8],不是在 Hamiltonian 中明显地加入一个电子-声子耦合项,而是认为 ε_i 和 $t_{i,i+1}$ 与离子的位移有关,把它们按离子位移展开到一级项,如

$$t_{i,i+1} c_{i+1,i}^+ c_{i,i} \rightarrow [t_{i,i+1}^0 + t'_{i,i+1}(u_{i+1} - u_i)] c_{i+1,i}^+ c_{i,i}; \quad (13a)$$

$$\varepsilon_i c_{i,i}^+ c_{i,i} \rightarrow [\varepsilon_i^0 + \varepsilon'_i(V_{i+1} - U_i)] c_{i,i}^+ c_{i,i}. \quad (13b)$$

把这两式中的第二项当作电子-声子耦合;从 (13b) 式可以看出, X 离子的运动主要调制 M 离子上电子的 d_{π} 轨道的能量,这样的电子-晶格耦合通常称为“格点对角化”的 (site-diagonal),以区别于反式聚乙炔 (trans-polyacetylene) (PA) 中的电子-晶格耦合,因为在 PA 中,碳原子的运动不是调制 π 电子的轨道能量,而是调制邻近的两个格点之间的转移能量 $t_{i,i+1}$,这种耦合通常称为“格点非对角化”的 (site-off-diagonal),由于这两种不同性质的耦合存在,使得 PA 链和 HMPC 链在物理性质上存在很多重要的差别。Baeriswyl 和 Bishop 指出^[9],这两种耦合可能在某个范围内共存。本文分析了这两种耦合共存的情况,即用 $t'_{i,i+1}(u_{i+1} - v_{i+1}) + t'_{i,i+1}(u_i - v_i)$ 代替 $t'_{i,i+1}(u_{i+1} - u_i)$,发现它对能量影响很小 ($< 10^{-3} \text{eV}$),故计算时仍采用 (12a) 式。

这样,可把 ε_0 重写成

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 = \frac{1}{2} \left\{ - \sum_i (-\varepsilon_i^0 \rho_i^* + t'_{i,i+1} [[P_i^+ + (P_i^+)^*] \right. \\ \left. + [P_i^- + (P_i^-)^*]]) \right\} + U \sum_i \rho_i^+ \rho_i^- + V \sum_i \{ \rho_i^+ \rho_{i+1}^- \\ + \rho_i^- \rho_{i+1}^+ + \rho_i^+ \rho_{i+1}^+ + \rho_i^- \rho_{i+1}^- - |P_i^+|^2 - |P_i^-|^2 \} \\ + \frac{1}{2} \left\{ - \sum_i [-\varepsilon'_i \rho_i^* (v_{i+1} - v_i) + t'_{i,i+1} ([P_i^+ + (P_i^+)^*] \right. \\ \left. + [P_i^- + (P_i^-)^*]) (u_{i+1} - u_i) \right\}, \end{aligned} \quad (12a')$$

上式等号右端第 2 个花括号里的项即代表电子-晶格耦合, ε_c 的形式不变。

由上述分析可见, ε'_i 是由 M 格点上一个电子所看到的由于 X 离子的单位位移所引起的静电势的改变,而 $t'_{i,i+1}$ 是由于 M 离子的单位位移所引起的 M 格点上单电子转移能的改变。计算时,先假设 M 离子和 X 离子位移的方式为

$$u_i = (-1)^i \bar{u}; \quad (14a)$$

$$v_i = (-1)^i \bar{v}. \quad (14b)$$

但由于 $|u_i| \ll |v_i|$,故取 $\bar{u} = 10^{-2} \bar{v}$ 。显然,这个模型过于简单,因为在极化子的周围,晶格形变远大于远离极化子处的晶格形变;下面将讨论这个修正。

三、结果与讨论

Kurita 等人^[2]对 $[\text{Pt}(\text{en})_2][\text{PtCl}_2(\text{en})_2](\text{ClO}_4)_4$ 单晶的激光诱导光吸收谱进行了测量,其结果如图 2 所示.

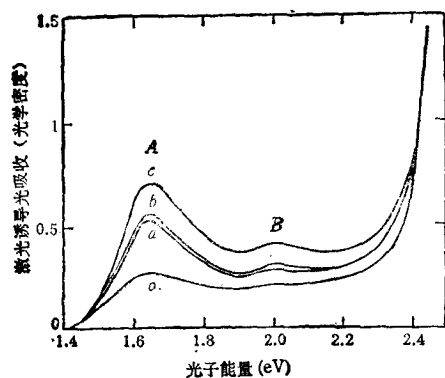


图 2 $[\text{Pt}(\text{en})_2][\text{PtCl}_2(\text{en})_2](\text{ClO}_4)_4$ 单晶在 77K 下的激光诱导光吸收. 曲线 a, b, c 所用激光的能量; 曲线 $\bullet$ 表示激发前的吸收. 分别表示 2.41eV, 2.71eV, 3.68eV.

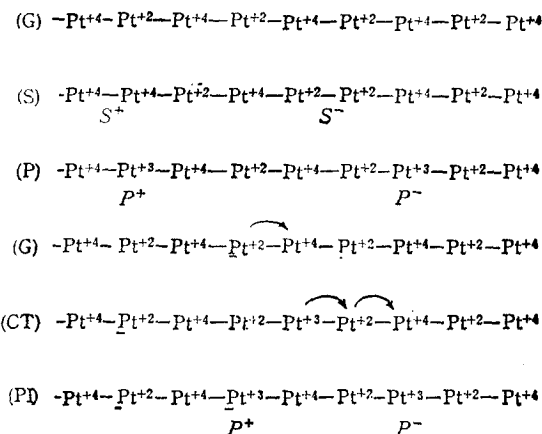


图 3 激光诱导光吸收机制示意图, (S) 和 (P) 分别表示孤子和极化子态, (G) 是基态, (P_i) 表示极化子对态, (CT) 是电荷转移态. 为了简化, 图中未画出卤素离子.

实验表明: 在 77K 之下, 激光诱导光吸收是稳定的, 但在室温下没有被观察到; 当被 E11 链, 且激光光子能量等于或大于 CT 带的光照射时, A 带与 B 带的强度显著地增加, 这表明激光诱导缺陷态被定域在单链上, 而不是在链间. A 带的特征如下: A 带出现在电荷转移带低能边缘之下; A 带只有在 E11 链的光照射下才会出现; 在 Au 掺杂后, A 带的能量位置几乎不变; 当样品用光子能量等于 CT 跃迁能量的激光照射时, A 带的诱导效应被 Au 掺杂所提高; A 带与 B 带的吸收强度随入射光强而线性地增加^[2,4].

为了弄清 A 带的起源, 必须分析其光激发和晶格弛豫过程. 大家知道, HMPC 的基态是 CDW 态, 这个基态被相邻两个 Pt 格点间的电荷转移与 X^- 的位移 (趋于靠近 $\text{Pt}^{+(3+n)}$ 格点) 所稳定, 受光激发后, 由于电子-晶格耦合, 要产生晶格弛豫, 引起电荷的重新分布, 造成一个非线性激发态 (如孤子、极化子、自陷阱激子等), 在计算中采用极化子模型.

图 3 表示激光诱导光吸收起源的一种可能机制. CT 激发态可以通过发射一个光子而回到原来的基态; 然而, 它也有可能通过转移一个电子或同时转移两个电子到邻近的离子上, 如图 3 所示, 而这样的电子转移所需的能量与产生一个 CT 激子的能量同数量级或更少^[10], 这个过程导致极化子对 (P^+, P^-) 的形成; 在图 3 中用 (P_i) 表示. 如果如此的光生极化子对相互离开得很远, 它们将有很长的寿命, 因为它们的质量很大, 为 200—600 m_e ^[11], 这不利于它们的复合, 故在低温时, 链上的极化子对 (P^+, P^-) 是十分稳定的. 下面将看到, 正是这种极化子对的存在, 才引起激光诱导光吸收. 在室温时, 由于极化子的动能增加, 同一链上的极化子对容易复合, P^+ 和 P^- 只能分别存在于不同的链上. 这样就解释了在室温下观察不到 A, B 带的事实.

如果激发能量比 CT 态的能量高时, CT 激子多余的动能将有助于分解 CT 激子成极化子对,导致在 CT 带的高能边产生极化子对的较高的量子系数。

表 1 H MPC's 的有关基本参数^[12,13]

	$\bar{v}$ (Å)	E_g (eV)	$\hbar\omega_0$ (MeV)	ϵ_0 (eV)	K (eV Å ⁻²)	U (eV)	V (eV)	s' (eV Å ⁻¹)	s'' (eV Å ⁻¹)
PtCl(WRS)	0.44	2.1	38.0	0.21	7.4	4.0	0.8	2.7	3.4
PtCl	0.38	2.3	38.4	0.31	8.1	3.0	0.6	2.9	3.3
PtBr	0.25	1.6	21.5	0.59	11.2	3.0	0.6	3.3	3.8
PtI	0.12	1.1	15.2	1.12	14.1	2.0	0.5	3.7	4.0

计算时所用的基本参数列于表 1 中;对于晶格形变,采用 Nasu 等人提出的模型^[10]

$$v_n = (-1)^n \bar{v} \{1 + (\Delta v + \text{sign}(l) \Delta v_-) [\tanh \theta (||l| - |l_0/2||) - 1]\}. \quad (15)$$

式中等号右端第一项 $(-1)^n \bar{v}$ (n 代表格点数),即是本文第二部分中所采用的简单模型第二项表示来自 CDW 基态的 v_n 的局域位移, $(\Delta v \pm \Delta v_-)$ 给出链的左半部分 ($l < 0$) 和右半部分 ($l > 0$) 的局域位移的幅度;方括号中所包括的量决定中心在 $\pm l_0/2$ 处 (l_0 是极化子对 (P^+, P^-) 中电子-和空穴-极化子间的距离) 的局域位移的空间方式, θ 相应于一个极化子的倒易宽度。当 $l_0 \gg 1$ 和 $\Delta v_- = 0$ 时,它给出一个中心在 $\pm l_0/2$ 处的一个远离的极化子对的对称位移。计算时, Δv_- 固定为零, Δv 由极小化势能得到。

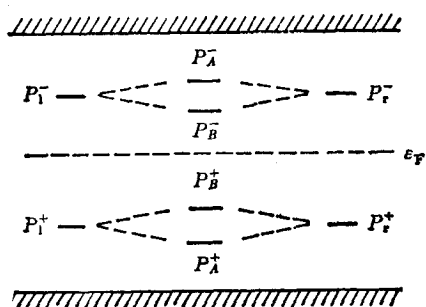


图 4 出现在禁带中的能级示意图 “-”和“+”表示电子与空穴; B, A 表示键合和反键合, P 表示极化子

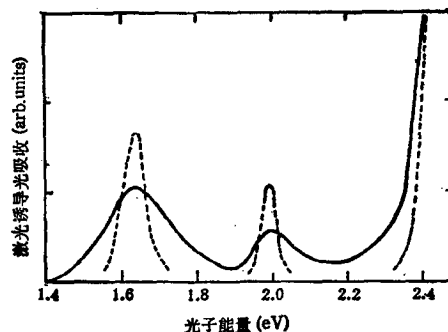


图 5 激光诱导光吸收谱的数值计算结果 虚线表示由 $v_n = (-1)^n \bar{v}$ 所计算的结果;实线表示 v_n 用(1.5)式所算得的结果

当 $l_0 \approx 6$ 时,在链的左半部分与右半部分的两个局域位移彼此重迭,造成电子的两个局域态,即键合态 $|P_B\rangle$ 与反键合态 $|P_A\rangle$ 。当 $l_0 \gg 1$ 时,左半部和右半部的两个局域位移不会重迭,造成电子的独立的两个局域态 $|P_l\rangle$ 与 $|P_r\rangle$,式中 l 与 r 分别表示左边和右边;对于空穴而言,相应的态用 $|P_l^+\rangle$ 和 $|P_r^+\rangle$ 表示,如图 4 所示。

从上面的分析可以看出:由这种远离的极化子对而来的激发有三种形式:第一种是从 $|P_{l(r)}\rangle$ 到电子连续谱的激发,其能量为 $\hbar\nu_0$;第二种激发是从 $|P_{l(r)}^+\rangle$ 到 $|P_{l(r)}\rangle$ 的跃迁,其能量为 $\hbar\nu_1$;第三种激发是从 $|P_{l(r)}^+\rangle$ 到电子连续谱的跃迁,其能量为 $\hbar\nu_2$ 。由(12)式可算出, $\hbar\nu_1$ 和 $\hbar\nu_2$ 分别是 1.64 和 1.90 eV, 大约是禁带宽度的 70% 和 80%。

可以认为,这就是 A 带和 B 带的起因。

图 5 给出对应两种不同晶格形变方式所得的激光诱导光吸收谱的数值计算结果。由图 5 可见,考虑了诱导吸收的动力学过程之后,采用(15)式所描述的晶格形变方式,所得的数值结果更符合实验事实。需要指出的是:在计算各种跃迁情况下的偶极矩 $P_{kk'}$ 时,还注意到这样的事实:一般而言,定域能级之间的跃迁大于定域能级至连续谱的跃迁,粗略地讲,可认为定域能级间的跃迁是总的跃迁的二分之一^[14]。根据这一条件,适当调整了权重因子。

- [1] H. Tanino, W. Riible, and K. Takashi, *Phys. Rev.*, B38(1988), 12716.
- [2] S. Kurita, M. Haruki and K. Miyagawa, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 57(1988), 1789.
- [3] N. Kuroda, M. Sakai, Y. Nishina, M. Tanaka and S. Kurita, *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 2122.
- [4] N. Matsushita, N. Kojima, T. Ban and I. Tsujikawa, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 56(1987), 3808.
- [5] A. L. Fetter and J. D. Walecka, *Quantum Theory of Many Particle Systems*, McGraw Hill, (1971).
- [6] M. Grabowski, D. Hone and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, B31(1985), 7850.
- [7] R. Ball, W. P. Su and J. R. Schrieffer, *J. Phys. (Paris) Colloq.*, 44(c3) (1983), 429.
- [8] 彭景翠,中国科学(A辑), (11)(1988), 1196; Jingcui Peng, *Phys. Rev.*, B39(1989), 7620; 彭景翠,物理学报, 39(1990), 429.
- [9] D. Baerwyl and A. R. Bishop, *J. Phys. C*, 21(1988), 339.
- [10] K. Nasu and Y. Toyozawa, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 51(1982), 3111.
- [11] Y. Onodera, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 56(1987), 250.
- [12] R. J. H. Clark, *Advances in Infrared and Raman Spectroscopy*, Vol. 1, p. 95, Edited by R. J. H. Clark and R. E. Hester, Wiley-Heyden, New York, 1(1984), p. 95.
- [13] M. Ueta, H. Kanazaki, K. Kobayashi, Y. Toyozawa and E. Hanamura, *Excitonic Processes in Solids*, Vol. 60, Ch. 9, Springer Series in Solid State Science, Berlin, (1986).
- [14] K. Fesser, A. R. Bishop and D. K. Campbell, *Phys. Rev.*, B27(1983), 4804.

PHOTO-INDUCED ABSORPTION BAND IN QUASI-ONE-DIMENSIONAL HALOGEN-BRIDGED MIXED-VALENCE PLATINUM COMPLEXES

PENG JING-CUI¹⁾

Department of Applied Physics, Hunan University, Changsha 410082

(Received 24 June 1991)

ABSTRACT

Photo-induced absorption states in quasi-one-dimensional halogen-bridged mixed valence platinum complex is investigated. Based on the experimental data, a mechanism for photo-induced absorption is presented. Photo-induced absorption spectra both deformations of alternative and polaron induced for halogen ions are calculated. The comparison with experiments is made.

PACC: 7820; 7215N; 8120S

1) Chinese Center of Advanced Science and Technology (World Laboratory) Beijing 100080.