

电子出现势能谱中伴峰的研究*

吴锦雷 叶青 孙夏安
(北京大学无线电电子学系)

提 要

本文对钛和镍的电子出现势能谱中存在的伴峰进行了探讨。用原子能级多重分裂理论和微扰理论,经过计算得到了伴峰相应能级值,并画出了理论曲线。所得理论曲线与实验曲线基本相符合。

一、引 言

利用出现势能谱可以测出电子轰击能量与原子内层芯态产生空位的关系,因此靶材的出现势能谱是检查靶材元素组成的有效手段。测量出现势能谱所需仪器装置简单,而固有分辨率却较高,所以它是表面分析的有用方法之一^[1]。

在出现势能谱中常常存在伴峰,所以在表面分析时,常常需要确定谱图中的峰是一种元素的出现势峰的伴峰还是另一种元素的出现势峰。因此,对出现势能谱中的伴峰问题需要加以探讨。产生伴峰的机理是相当复杂的,我们试图采用较为简便的原子能级多重分裂理论和微扰理论来说明过渡金属有伴峰存在。同时,把所得结果与实验结果比较,以检验这种理论方法是否可用。

研究出现势能谱的伴峰结构,不仅对解释出现势能谱本身十分重要,而且从伴峰还获得有关分子和原子结构的重要信息。

二、实验装置和实验结果

1. 实验装置 测试出现势能谱的电路与文献[2]所述的类似。试验管采用最简单的三电极结构^[3],即管中仅装有电子发射源、待测靶和电子收集极。电子源用氧化钨丝,加热时,其上约有0.5V的直流压降(用钨丝时,约有1V的直流压降)。灯丝上的直流压降对谱线的增宽将有一定影响(见下文)。电子收集极包围着靶,起一定的屏蔽作用。

在试验管旁接有一个小钛泵和一个B-A电离计管。试验管封离真空排气台后,使钛泵和电离计管工作,试验管的真空度可达到 10^{-8} — 10^{-9} 托。在本文的实验中,试验管的真空度达到了 6×10^{-9} 托。

* 1984年7月24日收到,1985年8月15日修改定稿。

2. 实验结果 我们测试了钛 (Ti) 和镍 (Ni) 的出现势能谱, 得到了图 1 和图 2 的谱图. Ti 的伴峰 SAT_1 与主峰 L_3 的劈裂值是 2.4eV ; 伴峰 SAT_2 与主峰 L_2 的劈裂值也是 2.4eV . Ni 的伴峰 SAT 与主峰 L_3 的劈裂值为 5.7eV . 测试图 1 和图 2 谱图的条件列于表 1.

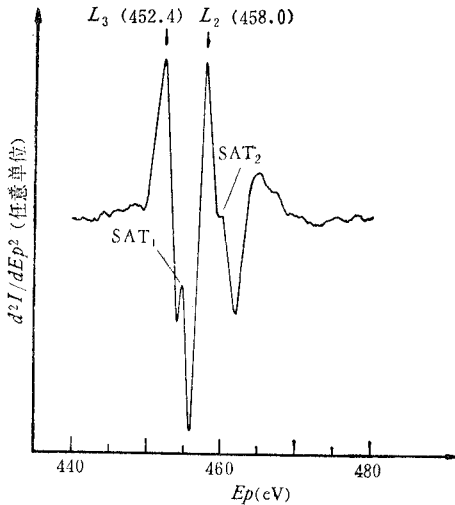


图 1 Ti 出现势能谱

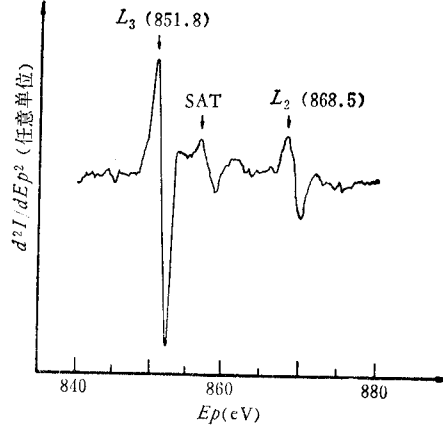


图 2 Ni 出现势能谱

表 1 测试 Ti 和 Ni 出现势能谱的条件

		Ti	Ni
靶流	(μA)	5	40
收集极电压	(V)	1000	1200
锁相放大器的灵敏度	(μV)	30	30
锁相放大器的积分时间	(s)	0.3	1
扫描速率	(V/s)	0.1	0.1
调制电压	(V)	1	1

在表 1 的测试条件下, Ti 样品出现显著的 SAT_1 伴峰, 但如果增长锁相放大器的积分时间, 或加快扫描速率, 或加高调制电压都有可能把该伴峰掩埋掉. 这就是说, 某些伴峰的出现与测试条件等有关, 而测试条件又与试验管的结构有关.

3. 数据处理 我们在灯丝与靶之间加一加速电压 V_p , 电子获得加速能量 eV_p . 被加速电子入射到靶上时的能量 E_p 为

$$E_p = eV_p + \phi + kT, \quad (1)$$

式中 ϕ 是灯丝的电子逸出功, kT 是发射的热电子能量. 由于 eV_p 与 ϕ 和 kT 相比要大得多, 所以为了简单起见, 我们近似地把 eV_p 作为电子入射到靶上时的能量.

二次微商曲线的正负两个峰的中点坐标 E_p 对应于靶流的阶跃, 即对应于靶材的某一束缚能级. 但正负两个峰的中点位置很难确定, 同时我们需要的是伴峰与主峰的相对位

置, 所以把二次微商的正峰顶的坐标 E_p 作为出现势能的大小。

三、理论分析

1. 多重态 电子能谱学告诉我们^[4], 主要有以下几种情况会产生多重态: 自旋与轨道角动量耦合; 电子的振起和振出; 多重分裂; 简-特勒 (Jahn-Teller) 分裂; 组态相互作用等等。

在我们的工作中, 首先后两种情况可以排除。因为简-特勒分裂只发生在高度对称的分子中。而在组态相互作用中, 对于 Ti 和 Ni, 价电子重排只剩下 3d 壳层电子, 然而 3d 壳层与 2p 壳层轨道主量子数不同, 电子云重叠较少, 组态相互作用不明显。

至于电子的振起和振出, 在轰击电子能量高于靶材某能级电离所需能量几倍以后, 电子振出几率较大, 当轰击电子能量接近靶材某能级电离能时, 该能级电子振出几率很小, 而出现势属于后一种情况, 所以电子的振起和振出在此可以忽略。

自旋-轨道分裂, 早已被众多的实验事实和理论所证实。在我们的实验中, Ti 谱的 L_2 与 L_3 能量差 5.6eV, Ni 谱的 L_2 与 L_3 能量差 16.7eV, 这些数据与一般资料的数据 6eV 和 17eV 符合。

Ti 和 Ni 是第一过渡族元素, 3d 壳层分别只有 2 个电子和 8 个电子, 处于不满状态, 必然会发生多重分裂。下面, 我们用多重分裂理论来分析并计算 Ti 和 Ni 的出现势能谱中的伴峰。多重分裂理论是从自洽场导出的。

2. 初态的描述 在哈特里 (Hartree) 方法中, 哈密顿 (Hamilton) 算符为:

$$\hat{H} = \sum_i f_i + \sum_{(i,j \text{ 偶})} g_{ij}, \quad (i \neq j); \quad (2)$$

式中

$$f_i = -\nabla_i^2 - \frac{2Z}{r_i}, \quad g_{ij} = \frac{2}{r_{ij}}. \quad (3)$$

在(2)式中, 首项为 N 个单电子的动能和核场的势能的总和; 末项为电子两两之间的相互作用项, 求和遍及每一对电子, 且每对电子只计算一次。

哈密顿量的平均值, 即能量的平均值为:

$$\langle \hat{H} \rangle_0 = \sum_i \langle i/f/i \rangle + \sum_{(i,j \text{ 偶})} \langle ij/g/ij \rangle \quad (4)$$

$$= \sum_i I_{(n_i l_i)} + \sum_{(i,j \text{ 偶})} F_{(n_i l_i; n_j l_j)}^0, \quad (5)$$

其中 $I_{(n_i l_i)}$ 和 $F_{(n_i l_i; n_j l_j)}^0$ 都代表与径向波函数有关的积分。

根据全同性原理, 原子中 N 个电子的波函数需要对称化, 这使(4)式中无微扰波函数的矩阵元发生了变化。对我们讨论多重分裂伴峰直接有影响的是 g_{ij} 的矩阵元的变化, 此矩阵元不仅含有库仑积分 ($ij/g/ij$), 而且含有交换积分 ($ij/g/ji$)。

库仑积分是 i 电子与 j 电子的电荷分布之间的静电相互作用, 可以表示为:

$$\langle ij/g/ij \rangle = \sum_{k=0}^{\infty} a_{(l_i m_{i i}; l_j m_{j j})}^k F_{(n_i l_i; n_j l_j)}^k, \quad (6)$$

式中 a^k 是由克莱勃希-高登 (Clebsch-Gordan) 系数等组合成的特定系数, 斯莱特 (Slater) 将它制成了表格^[5]; 而 F^k 代表积分

$$F_{(n_1 l_1; n_2 l_2)}^k = R_{(ij; ii)}^k = \int_0^\infty \int_0^\infty R_{n_1 l_1}^*(r_1) R_{n_2 l_2}^*(r_2) \cdot R_{n_1 l_1}(r_1) R_{n_2 l_2}(r_2) \cdot \frac{2r_{(a)}^k}{r_{(b)}^{k+1}} r_1^2 r_2^2 \cdot dr_1 dr_2, \quad (7)$$

式中, 当 $r_1 > r_2$ 时, $r_{(b)} = r_1$, $r_{(a)} = r_2$; 当 $r_2 > r_1$ 时, $r_{(b)} = r_2$, $r_{(a)} = r_1$.

交换积分是量子效应, 可以表示为:

$$(ij/g/ji) = \delta_{(m_{s_i}; m_{s_j})} \sum_{k=0}^{\infty} b_{(l_i m_{l_i}; l_j m_{l_j})}^k G_{(n_1 l_1; n_2 l_2)}^k, \quad (8)$$

式中 δ 是系数; b^k 与 a^k 类似, 有表可查^[5]; 而 G^k 代表积分

$$G_{(n_1 l_1; n_2 l_2)}^k = R_{(ij; ij)}^k = \int_0^\infty \int_0^\infty R_{n_1 l_1}^*(r_1) R_{n_2 l_2}^*(r_2) \cdot R_{n_1 l_1}(r_1) R_{n_2 l_2}(r_2) \cdot \frac{2r_{(a)}^k}{r_{(b)}^{k+1}} r_1^2 r_2^2 \cdot dr_1 dr_2. \quad (9)$$

考虑了交换作用后, 哈特里方法就成为哈特里-福克 (Hartree-Fock) 方法, 但解决实际问题时, 常用哈特里-福克-斯莱特 (Hartree-Fock-Slater) 近似方法, 利用它可以获得原子各壳层的结合能以及径向波函数。

Ti 原子的基态可以表示成 $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^2 4s^2$ 。未满壳层 $3d^2$ 中的两个电子可以耦合 ($l-l$ 耦合和 $s-s$ 耦合) 出五种不同的态: 3F , 3P , 1G , 1D , 1S 。在这些状态中, 以 3F 能级为最低。在室温下, 可以认为 Ti 中 $3d^2$ 电子全部处于 3F 态中, 而处于其它各态的几率为零。这样, 初态是: $3d^2({}^3F)$, $3d^2({}^3P)$, $3d^2({}^1G)$, $3d^2({}^1D)$ 和 $3d^2({}^1S)$, 而初基态是 $3d^2({}^3F)$ 。

3. 多重分裂的微扰考虑 当 Ti 原子中一个 $2p$ 电子被激发, 留下一个 $2p$ 空位, 该原子就变到终态 $2p^3 3d^2$, 这个组态的能级劈裂与组态 $2p 3d^8$ 是一样的 (文献[5]的 vol.1, pp.321-322; vol.2, p.100)。终态较初态多了一个未满壳层, 则哈密顿量也要作相应的改变。多重分裂是未满壳层之间的作用, 这时哈密顿算符可以表示成:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \sum_a \frac{1}{r_{pd}} = \hat{H}_0 + \hat{H}'_1, \quad (10)$$

其中 \hat{H}_0 是无微扰基态 $3d^2$ 的哈密顿量, 而微扰量 \hat{H}'_1 就是未满壳层中 $2p$ 电子与所有未满壳层中的 $3d$ 电子之间的静电相互作用。

另外, 对于 $2p$ 这样的较深内壳层, 电子的自旋-轨道耦合作用是较强的, 有必要加以考虑, 当作微扰来处理, 即

$$\hat{H}_2 = \sum_i r_i (\mathbf{L}_i \cdot \mathbf{S}_i), \quad (11)$$

其中 i 求和遍及所有未满壳层的电子, r_i 是与电子轨道波函数有关的系数^[6]。

在古普塔和孙 (Gupta 和 Sen) 的计算中^[6], 对 \hat{H}'_1 和 \hat{H}'_2 这两个微扰是同时考虑而后分别计算的。然而计算自旋-轨道耦合, 要涉及到很多量子力学内容, 计算量将大大增加。根据我们所得到的 Ti 谱实验结果, L_2 与 L_3 谱峰劈裂 5.6eV , 而伴峰与主峰劈裂

2.4eV; 而且 L_2 和 L_3 都各有自己的伴峰, 它们的结构很相似, 就象是同一伴峰结构的重复出现. 据此, 我们认为自旋轨道耦合和多重分裂是可以分别考虑的. 可以认为多重分裂导致伴峰的出现, 而自旋-轨道耦合则只是使这样一组谱峰在高端 5.6eV 处再次出现. 这是一个近似, 可使计算得到简化.

把(10)式中的微扰算符作用到组态 $2p3d^8$ 上, 就可以求出能级劈裂. 然而零级波函数必须慎重选取, 它对运算过程的复杂程度影响甚大.

按照矢量模型, $2p$ 电子与组态 $3d^8(^3F)$ 等进行轨道-轨道 ($l-l$) 耦合和自旋-自旋 ($s-s$) 耦合, 得到下列终态:

$$\begin{aligned} 3d^8(^3F)p: & \ ^1G^\circ, \ ^1F^\circ, \ ^1D^\circ, \ ^3G^\circ, \ ^3F^\circ, \ ^3D^\circ; \\ 3d^8(^3P)p: & \ ^1D^\circ, \ ^1P^\circ, \ ^1S^\circ, \ ^3D^\circ, \ ^3P^\circ, \ ^3S^\circ; \\ 3d^8(^1G)p: & \ ^3H^\circ, \ ^2G^\circ, \ ^2F^\circ; \\ 3d^8(^1D)p: & \ ^3F^\circ, \ ^3D^\circ, \ ^3P^\circ; \\ 3d^8(^1S)p: & \ ^3P^\circ; \end{aligned}$$

一共是十九个多重态: 包括两个 $^1D^\circ$, 两个 $^1G^\circ$, 三个 $^3F^\circ$, 三个 $^3D^\circ$, 三个 $^3P^\circ$ 和其它六个单一多重态. 据此, 可以建立十九个行列式函数, 并对这些函数进行对角化算符处理. 完成这一步以后, 让 \hat{H}_1 再作用于它们, 解久期方程, 就得到能级值.

从初基态 $3d^8(^3F)$ 可以耦合出六个终态, 其中 $^1G^\circ$ 和 $^1F^\circ$ 是单一重态, 计算的最后结果各得到一个单一能级. 而 $^1D^\circ$ 是一个母态不同的重态. $3d^8(^3P)p$ 耦合也得到 $^1D^\circ$. 因此, 与初基态 $3d^8(^3F)$ 对应的终态 $^1D^\circ$ 的最后计算结果有两个能级. 同理, 对应终态 $^3G^\circ$ 的最后计算结果也有两个能级; 对应终态 $^3F^\circ, ^3D^\circ$ 的最后计算结果各有三个能级. 这样, 从初基态出发考虑, 共得到十二个能级, 即可以有十二条谱线.

写出了矩阵元, 就可以去求本征值和本征解. 本征值决定谱线的位置, 而本征解决定谱线的强度.

4. 多重分裂的谱线强度 一个母态不同的重态, 如 $^3F^\circ$ 态的最后计算结果的本征解可以表示成: $C_1^2F^\circ(^3F) + C_2^2F^\circ(^1G) + C_3^2F^\circ(^1D)$. 由于我们认为初态中只有初基态 3F 起主要作用, 故 $C_1^2F^\circ(^3F)$ 项对本征解有主要贡献, 也就是, 对谱线的强度有主要贡献. 该项出现的几率 P_1 为:

$$P_1 = \frac{C_1^2}{C_1^2 + C_2^2 + C_3^2} \quad (12)$$

对于单一重态, $P_1 = 1$. 初态经过 $l-l$ 耦合和 $s-s$ 耦合得到终态. 最后计算结果的本征解的大小应该与 $(2L+1)(2S+1)$ 成正比. 这样, 可以认为谱线强度与 $P_1(2L+1) \cdot (2S+1)$ 成正比.

对 Ni 进行计算时, 初态是 $3d^8$, 终态是 $2p^33d^8$, 原子能级分裂矢量耦合得到的终态与 Ti 相同, 只是 \hat{H}_1 的矩阵元与 Ti 组态 $2p^33d^8$ 不一样, 因此得到的能级劈裂值也不一样.

在 \hat{H}_1 中, 我们未计及 $2p$ 电子与其它满壳层电子的作用, 这是因为满壳层只提供一个常值效果. 这一效果可以加在 $(\hat{H})_0$ 中考虑, 而不会影响多重分裂的能级劈裂值.

5. 多重分裂的计算结果及其与实验结果的比较 按照上面的微扰方法, 我们直接引用文献[5]中附录 21 给出的 pd^8 和 pd^2 组态的矩阵元. 这些矩阵元用积分 $F^2(dd)$,

$F^4(\text{dd})$, $F^2(\text{pd})$, $G^1(\text{pd})$ 和 $G^3(\text{pd})$ 表示, F 积分是库仑积分, G 积分是交换积分. 在计算过程中, 利用赫尔曼和斯基尔曼 (Herman 和 Skillman) 用哈特里-福克-斯莱特的自洽场方法计算出的原子径向波函数数据^[7], 列出各个矩阵; 然后解久期方程, 求出能级值; 再求出各个本征函数, 并按前面所述的方法, 求出各能级的相对强度.

计算积分和求解久期方程利用计算机. 计算时, 积分用矩形公式法; 误差用两次迭代结果之差来估计. 结果列于表 2. 由表可见, 积分误差不超过 7%, 因此保证了积分值有两位有效数字.

表 2 计算得到的五个积分值和误差上限

	Ti		Ni	
	积分值(里德伯)	误差上限(里德伯)	积分值(里德伯)	误差上限(里德伯)
$F^2(3d3d)$	0.57205	0.32858×10^{-1}	0.79877	0.51149×10^{-1}
$F^4(3d3d)$	0.35700	0.13540×10^{-1}	0.49959	0.21558×10^{-1}
$F^2(2p3d)$	0.30236	0.18711×10^{-1}	0.47729	0.30521×10^{-1}
$G^1(2p3d)$	0.21058	0.13238×10^{-1}	0.35297	0.23552×10^{-1}
$G^3(2p3d)$	0.11980	0.56131×10^{-2}	0.20377	0.98607×10^{-2}

表 3 计算得到的矩阵元数值

终态	矩阵元	Ti (里德伯)			Ni (里德伯)		
$^4G^{\circ}$	$(^3F) \rightarrow (^3F)$	-0.1182			-0.2430		
$^4F^{\circ}$	$(^3F) \rightarrow (^3F)$	-0.0836			-0.1392		
$^4D^{\circ}$	$(^3F) \rightarrow (^3F)$ $(^3F) \rightarrow (^3P)$	-0.13027	-0.07758		-0.05617	0.00560	
	$(^3P) \rightarrow (^3F)$ $(^3P) \rightarrow (^3P)$	-0.07758	0.01696		0.00560	-0.03180	
$^2G^{\circ}$	$(^3F) \rightarrow (^3F)$ $(^3F) \rightarrow (^1G)$	-0.06313	-0.01421		0.08966	-0.14637	
	$(^1G) \rightarrow (^3F)$ $(^1G) \rightarrow (^1G)$	-0.01421	0.13735		-0.14637	0.04241	
$^2D^{\circ}$	$(^3F) \rightarrow (^3F)$ $(^3F) \rightarrow (^3P)$ $(^3F) \rightarrow (^1D)$	0.10822	0.02686	0.10282	0.02488	0.18089	0.05584
	$(^3P) \rightarrow (^3F)$ $(^3P) \rightarrow (^3P)$ $(^3P) \rightarrow (^1D)$	0.02686	0.09185	0.02511	0.18089	0.17431	-0.09865
	$(^1D) \rightarrow (^3F)$ $(^1D) \rightarrow (^3P)$ $(^1D) \rightarrow (^1D)$	0.10282	0.02511	0.01729	0.05584	-0.09865	0.06777
$^2F^{\circ}$	$(^3F) \rightarrow (^3F)$ $(^3F) \rightarrow (^1G)$ $(^3F) \rightarrow (^1D)$	0.02042	0.09301	0.00108	-0.04404	-0.01456	-0.13771
	$(^1G) \rightarrow (^3F)$ $(^1G) \rightarrow (^1G)$ $(^1G) \rightarrow (^1D)$	0.09301	0.07938	-0.02828	-0.01456	0.22999	0.04234
	$(^1D) \rightarrow (^3F)$ $(^1D) \rightarrow (^1G)$ $(^1D) \rightarrow (^1D)$	0.00108	-0.02828	0.01177	-0.13771	0.04234	0.00042

将表 2 数据代入各矩阵元的表达式, 求出各矩阵元数值(见表 3). 解久期方程时, 用牛顿迭代法计算能级值, 并最后得到相对强度. 计算结果列于表 4.

得到能级值和相对强度还仅仅是分立的线段, 要把它们处理成理论谱图还需要考虑到谱线的增宽^[8]. 造成谱线增宽的原因有:

(1) 调制电压的影响. 实验中调制电压为 1V.

(1) 灯丝上有直流压降, 造成电子源本身的能量分散. 实验中, 直流压降约 0.5V.

(3) 仪器时间响应造成的增宽.

(4) 出现势本身的自然宽度. 一般有 0.5—1eV 的宽度.

表 4 Ti 和 Ni 多重分裂计算结果

重 态	Ti 组态 $2p^33d^2$		Ni 组态 $2p^33d^8$	
	能级 (eV)	相对强度	能级 (eV)	相对强度
$^4G^\circ$	-1.6061	1.0000	-3.3022	1.0000
$^4F^\circ$	-1.1364	0.7780	-1.8921	0.7780
$^4D^\circ$	0.6834	0.0866	-0.4155	0.0244
	-2.2234	0.4690	-0.7799	0.5314
$^2G^\circ$	1.8802	0.0025	2.9123	0.2898
	-0.8716	0.4975	-1.1175	0.2102
$^2D^\circ$	-0.6792	0.0805	-1.9780	0.1431
	1.0681	0.0052	1.4282	0.0676
	2.5649	0.1704	4.1779	0.0671
$^2F^\circ$	-0.7156	0.2237	-2.2016	0.2225
	0.1792	0.0369	1.4135	0.1546
	2.0527	0.1271	3.3209	0.0118

我们取峰的半高宽度为 1eV, 并假定谱线为高斯型分布, 即 $f(x) = Ae^{-\frac{(x-x_0)^2}{B}}$. 按照计算得到的能级位置和相对强度作图, 得到图 3、图 4 中的虚线图形. 将虚线图形叠加, 就得到一次微分谱. 再作一次微商, 就得到二次微分谱.

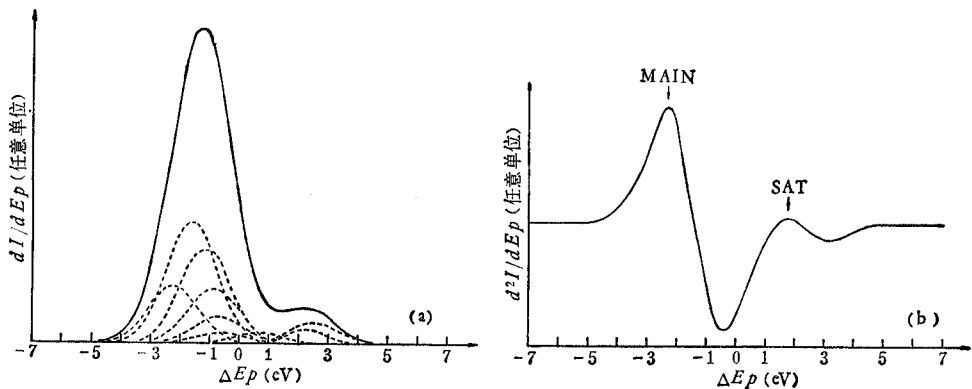


图 3 Ti 的理论曲线

- (a) 一次微商曲线(虚线为各分立能级谱线,实线为各分立谱线叠加)
 (b) 二次微商曲线(纵坐标为 d^2I/dE_p^2)

理论的二次微分谱图中, 在 Ti 的主峰高能端有一个伴峰存在, 与主峰的劈裂值是 3.8eV. 在 Ni 的主峰高能端也有一个伴峰存在, 与主峰的劈裂值是 5.8eV.

实验结果, Ni 的伴峰与主峰劈裂值是 5.7eV, 理论值与实验值符合较好. 我们的计算证实了多重分裂伴峰的存在. 分析实验谱图时, 确实需要考虑多重分裂造成的伴峰. 同时也说明, 利用原子多重分裂理论和微扰理论来解释伴峰是可行的. 过渡元素伴峰主要是由于 2p 电子和 3d 电子间 $l-l$ 和 $s-s$ 耦合引起的.

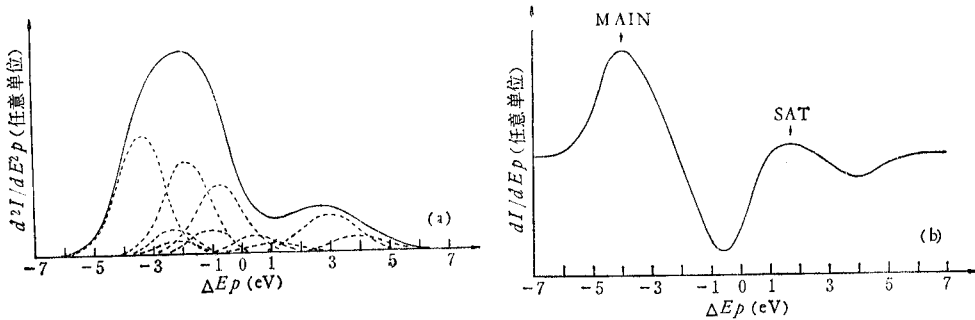


图4 Ni 的理论曲线(纵坐标为 d^2I/dE_p^2)

- (a) 一次微商曲线(虚线为各分立能级谱线,实线为各分立谱线叠加)
 (b) 二次微商曲线

Ti 的实验结果,伴峰与主峰劈裂值是 2.4eV , 理论值与实验值符合较差,误差比 Ni 的大。造成理论值与实验值不一致的原因,还需进一步探讨。

在上面的讨论中,我们仅考虑了 $l-l$ 和 $s-s$ 耦合,没有考虑 $l-s$ 耦合,因此理论结果是初步的、近似的。但作为对伴峰理论的初步探讨,我们认为还是成功的。

在前面我们曾提到过,伴峰在一定的测试条件下才能观察到。如果锁相放大器积分时间加长,或扫描速率加快,或调制电压加高都可能使伴峰被掩埋掉。这一点在理论分析中也得到证实,如果我们在理论谱图中,谱线增宽的半高宽度取得宽一些,例如 2eV , 则将不出现伴峰,曲线成为平滑的过渡。

四、结束语

(1) 在电子出现势能谱中存在着伴峰,分析谱线时应考虑到伴峰的存在。但伴峰要在一定的测试条件下和一定的试验管结构下才能观察到。

(2) 伴峰的存在可以用原子能级的多重分裂理论和微扰理论较好地解释,采用的计算方法相对而言不很复杂,计算的结果与实验结果基本相符合,因此所用方法是可取的。

(3) 伴峰的机理是非常复杂的,对产生伴峰的机理还需作进一步的研究。

参 考 文 献

- [1] 华中一, 真空, **1**(1979), 1.
- [2] 王逊, 真空, **1**(1983), 9.
- [3] R. L. Park, *Surf. Sci.*, **86**(1979), 504.
- [4] T. A. Carlson 著, 王殿勋译, 光电子和俄歇能谱学, 科学出版社, 1983.
- [5] J. C. Slater: *Quantum Theory of Atomic Structure*, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, (1960).
- [6] R. P. Gupta and S. K. Sen, *Phys. Rev.*, **B10**(1974), 71.
- [7] F. Herman and S. Skillman: *Atomic Structure Calculations*, Prentice-Hall Englewood Cliffs, New Jersey, (1963).
- [8] T. A. Carlson, J. C. Carver and G. A. Vervon, *J. Chem. Phys.*, **62**(1975), 932.

RESEARCH ON SATELLITE PEAKS IN ELECTRON APPEARANCE POTENTIAL SPECTROSCOPY

Wu Jinlei, Ye Qing, Sun Xiaan

(Department of Radio-Electronics, Beijing University)

In this paper, satellite peaks of Ti and Ni in electron appearance potential spectroscopy are researched. On the basis of multiple split theory of atomic energy level and perturbation theory, the relevant energy levels of satellite peak are obtained and the theoretical curves are given. These theoretical curves are coincident approximately with experimental ones.