

一氧化碳分立跃迁的光学振子强度和 微分散射截面研究^{*}

钟志萍 武淑兰 徐 征 朱林繁 张晓军 凤任飞 徐克尊

(中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230027)

(1997 年 6 月 9 日收到)

在电子入射能量 1500 eV、平均散射角为 0° 和能量分辨为 60 meV 条件下, 得到了一氧化碳在 7—21 eV 能量区间的绝对光学振子强度密度谱, 获得了电子态 $A^1\Pi$, $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 及 $E^1\Pi$ 的各振动能级的绝对光学振子强度, 通过与已发表各实验和理论数据作比较, 分析了差异的原因, 并讨论了偶极(e, e)方法确定光学振子强度的局限性. 同时还给出在电子入射能量 1500 eV 时上述四个电子态的各振动能级的绝对微分散射截面.

PACC: 3480G; 3370; 3450H; 4350E

1 引 言

一氧化碳是地球大气层和星际物质中的重要成分, 在各种气体电离过程中起很大作用, 也是造成大气污染的一种主要成分. 同时, 一氧化碳作为一个相对简单的双原子分子对理论研究很有意义. 因此研究一氧化碳的光学振子强度可为空间物理、环境科学、理论模型和理论计算等提供有价值的信息. 然而目前已有的一氧化碳分立区的绝对光学振子强度在理论与实验之间、实验与实验之间以及理论与理论之间都有很大的差异. 用光谱学方法确定分立跃迁的光学振子强度的困难和局限在文献[1, 2]中已作了详细讨论. 迄今只有三个实验组用电子能量损失谱学方法确定一氧化碳分立区的绝对光学振子强度.

我们的实验组^[3]在电子入射能量 1500 eV 的条件下, 利用外推振子强度方法(即测量相应能级的一系列的表现广义振子强度, 并将这些表现广义振子强度外推到 K^2 为零, 从而得到光学振子强度的方法)获得了电子态 $A^1\Pi$, $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 及 $E^1\Pi$ 的各振动能级的光学振子强度(数据的绝对标定采用了本次实验用偶极(e, e)方法得到的 $A^1\Pi$ 的 $v'=2$ 的光学振子强度值(0.0401)). Lassettre 和 Skerbele^[4]在电子入射能量为 500 eV 条件下, 用外推振子强度方法获得了 $A^1\Pi$ 中的 $v'=2$ 的绝对光学振子强度(数据的绝对刻度是用绝对弹性微分散射截面值^[5]). 其他电子态 $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 和 $E^1\Pi$ 的绝对光学振子强度是这样得到的^[4]; 在电子入射能量为 500 eV、散射角为 0° 的条件下, 根据它们与 $A^1\Pi$ 中的 $v'=2$ 的振动态的强度比及已获得的 $A^1\Pi$ 的 $v'=2$ 的振动态的绝对光学振子强度, 由 Bethe-Born 公式, 即^[6]

^{*} 国家自然科学基金、国家高等学校博士学科点专项科研基金和中国科学技术大学青年基金资助的课题.

$$f(E_j, K) = \frac{E_j}{2} \frac{p_0}{p_a} K^2 \frac{d\sigma}{d\Omega},$$

得到相应的振子强度作为它们的光学振子强度(式中 E_j 为跃迁能量, p_0 和 p_a 代表入射电子碰撞前后的动量, K 为入射电子的动量转移). 需要指出的是文献[4]在使用 Bethe-Born 公式时, 没有考虑谱仪的有限的角分辨. Chan 等^[7]用高分辨偶极(e, e)方法得到了一氧化碳分立区的绝对光学振子强度. 这三个实验组得到的 $A^1\Pi$ 的各振动态的光学振子强度基本一致, 而对 $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 和 $E^1\Pi$ 这三个电子态, Lassetre 和 Skerbele^[4]的结果比 Chan 等^[7]和我们的实验组^[3]所得结果大得多. 另一方面, Chan 等^[7]和我们的实验组^[3]得到的一氧化碳的这四个电子态除 $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$ 外, 其余在实验误差范围内是吻合的. 这意味着即使同是电子碰撞方法得到的一氧化碳分立区的光学振子强度, 彼此间也不尽相同, 因此需要更多的实验确定一氧化碳这四个电子态的绝对光学振子强度值, 以利于分析上述实验数值差异的原因. 本文用高分辨偶极(e, e)方法测量这四个电子态各振动能级的光学振子强度, 从而与文献[3]一起分析已报道的一氧化碳的这四个电子态的绝对光学振子强度存在差异的原因. 同时因为文献[3]仅给出电子态 $A^1\Pi$, $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 及 $E^1\Pi$ 各振动能级的绝对表观广义振子强度, 而微分散射截面在电子碰撞实验中也是很重要的物理量, 本文根据文献[3]的振子强度值给出了在电子入射能量 1500 eV、散射角范围 0.6° — 6.0° (谱仪角分辨为 0.8°) 的上述四个电子态的各振动能级的绝对微分散射截面.

2 实验装置和方法

本实验用的高分辨快电子能量损失谱仪的具体介绍见文献[8, 9]. 简单而言, 该谱仪由电子枪、单色器、作用室和可转动的分析器四大部分组成. 谱仪的入射电子能量为 1—5 keV, 能量分辨 40—120 meV.

光学振子强度的测量是在电子入射能量为 1500 eV, 散射角为 0° (此时光学近似条件有效地满足), 气压为 4.0×10^{-3} Pa 的条件下进行的. 为扣除本底的影响, 通过测量 1/5 样品气压得到的谱作为本底谱, 作用谱与之相减得到的谱作为真实的信号谱. 实验直接测量得到的是能量损失谱, 用偶极(e, e)方法确定绝对光学振子强度密度谱的过程可参见文献[2, 9]. 主要有以下几个步骤: (1) 测量同样条件下氦的电离能区的电子能量损失谱 (25—89 eV), 并与相应能区的光学振子强度密度数据^[2]相比, 得到谱仪在该条件下的相对 Bethe-Born 转化因子曲线; (2) 将能量损失谱乘以所得的 Bethe-Born 转化因子而得到相对的光学振子强度密度谱; (3) 由已知的电离连续区的一个能量点的绝对光学振子强度密度值, 进行绝对标定而得到绝对光学振子强度密度谱, 本文采用 Chan 等^[7]报道的用低分辨偶极(e, e)方法和 TRK 求和原则得到的 20.0 eV 的绝对光学振子强度密度值进行绝对标定 (Chan 等^[7]的高分辨光学振子强度密度谱也是用这个数据点作绝对标定). 谱的能量标定是利用一氧化碳的 $C^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$ 峰能量 (11.395 eV)^[4] 进行刻度.

3 结果与讨论

我们测量了一氧化碳价壳层能区 7—21 eV 的能量损失谱, 图 1 是经过转化后此能区

的绝对光学振子强度密度谱.为了获得各振动峰的绝对光学振子强度,除 $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$ 因能量间隔大而无需解谱直接求面积得绝对光学振子强度外,电子态 $A^1\Pi$, $C^1\Sigma^+$ 和 $E^1\Pi$ 均需经解谱后获得各振动能级的绝对光学振子强度.我们的解谱程序已应用于氩^[8]的数据处理,其结果是令人满意的.本文在数据处理中,谱峰的拟合采用高斯型.图 2、图 3 分别显示 $A^1\Pi$ 及 $C^1\Sigma^+$ 和 $E^1\Pi$ 的解谱结果.实验误差主要源于 Bethe-Born 转化因子的获得带来的误差、绝对标度引起的误差、统计误差、解谱误差等.表 1 和表 2 列出了我们的光学振子强度值及一些主要的前人的实验和理论结果.表 3 和表 4 给出了电子态 $A^1\Pi$, $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 和 $E^1\Pi$ 的各振动能级的绝对微分散射截面.微分散射截面的实验误差:对 $A^1\Pi$ 的 $v'=0-6$, $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$, $C^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$ 和 $E^1\Pi$ 的 $v'=0$ 的最大误差小于 10%;对 $A^1\Pi$ 的 $v'=7-8$, $C^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$ 和 $E^1\Pi$ 的 $v'=0$ 的最大误差小于 15%;对 $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=1$ 的最大误差小于 20%.

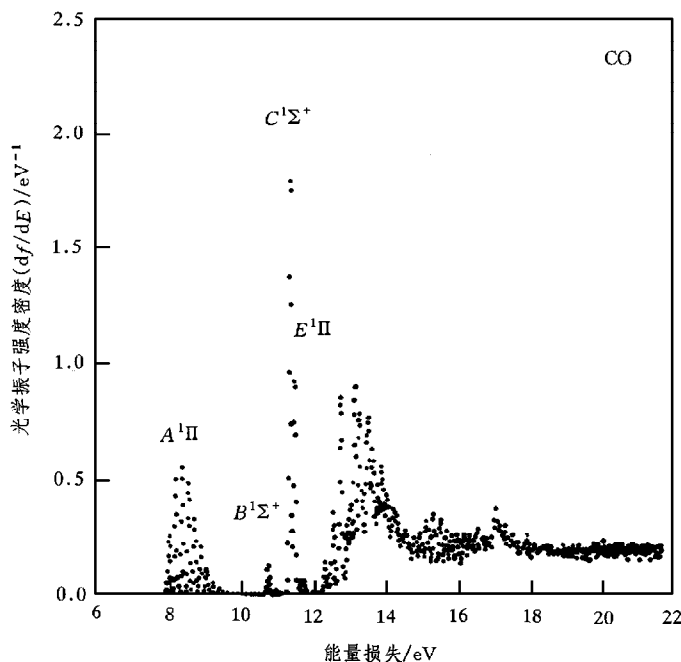


图 1 一氧化碳分子在 7—21 eV 能量区间的绝对光学振子强度密度谱

表 1 是电子态 $A^1\Pi$ 的 $v'=0-12$ 的绝对光学振子强度.从中可以看到:我们的 $v'=1-12$ 的结果与同样用高分辨偶极(e, e)方法的文献[7]的结果符合很好.而对 $v'=0$,我们的结果比文献[7]的约高 10%,但这在实验误差范围内.用外推振子强度方法,我们的实验组^[3]给出了 $A^1\Pi$ 的 $v'=0-8$ 的光学振子强度,与用高分辨偶极(e, e)方法的结果相比,在实验误差范围内符合较好.用电子能量损失谱方法的文献[4]的结果普遍比我们这次用偶极(e, e)方法所得结果高,除个别弱峰外,差异也在实验误差范围内.用光吸收方法的 Eidelsberg 等^[10]的实验结果是在通过不同气压下测量积分截面,并外推到低气压(此时积分截面与气压是线性关系)来确定积分截面以尽可能地减小线饱和效应,对 $v'=0-8$,文献

[10]的结果基本与我们的一致,而对较弱的 $v'=9-12$,则普遍比我们的高,最大偏离达50%.用寿命测量方法的 Field 等^[11]得到的光学振子强度值较 Eidelsberg 等^[10]的更接近

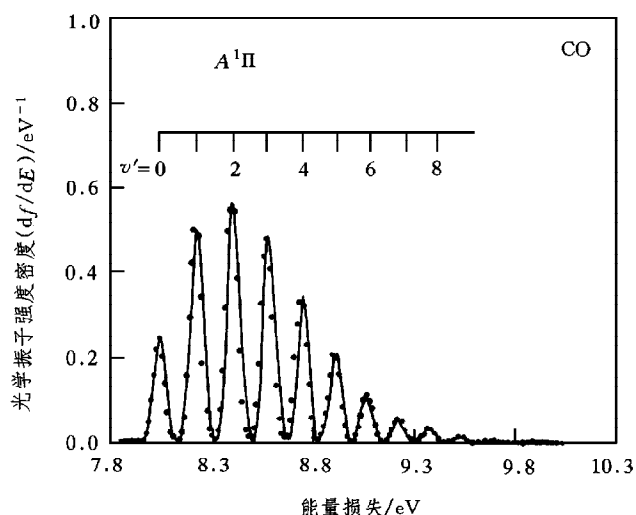


图2 一氧化碳分子 $A^1\Pi$ 电子态的绝对光学振子强度密度谱的扩展图

● 为实验点, — 为拟合结果

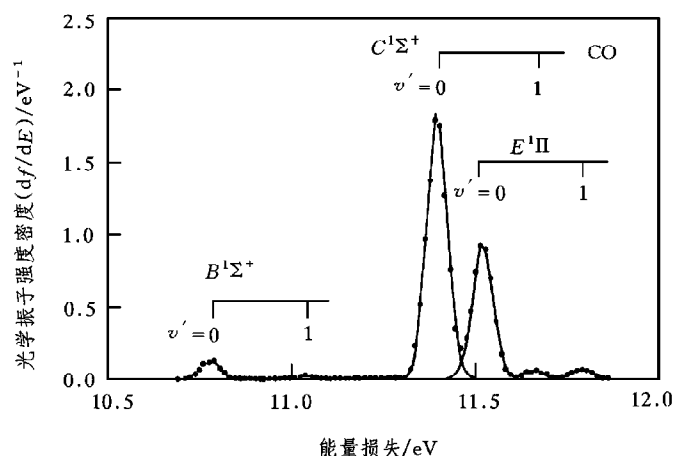


图3 一氧化碳分子 $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 和 $E^1\Pi$ 电子态的绝对光学振子强度密度谱的扩展图

● 为实验点, — 为拟合结果

我们的结果.理论上, Chantryanupong 等^[12]的计算结果比我们的普遍偏大,有的甚至大80%左右. Kirby 和 Cooper^[13]的计算结果与我们的结果基本符合,但普遍低5%—20%.总而言之,对一氧化碳的 $A^1\Pi$ 电子态的各振动能级的绝对光学振子强度,理论与实验之间、实验与实验之间及理论与理论之间的差异较小,大多比较接近.

表 1 $A^1\Pi$ 的 $v'=0-12$ 的绝对光学振子强度($\times 10^{-2}$)								
v'	本工作	文献[3]	文献[4]	文献[7]	文献[10]	文献[11]	文献[12]	文献[13]
0	1.78(0.14)	1.66	2.00	1.62	1.65	1.56	1.48	1.55
1	3.56(0.27)	3.38	3.80	3.51	3.37	3.43	3.56	3.24
2	4.01(0.30)		4.29	4.02	4.24	4.12	4.73	3.73
3	3.40(0.26)	3.25	3.60	3.47	3.77	3.61	4.62	3.16
4	2.45(0.19)	2.25	2.51	2.42	2.58	2.58	3.71	2.20
5	1.53(0.12)	1.41	1.55	1.45	1.63	1.61	2.62	1.34
6	0.777(0.063)	0.77	0.848	0.805	1.04	0.91	1.68	0.75
7	0.411(0.035)	0.43	0.437	0.414	0.59	0.48	0.10	0.39
8	0.223(0.020)	0.23	0.217	0.202	0.29	0.24		0.19
9	0.091(0.010)		0.108	0.095	0.14	0.11		0.09
10	0.041(0.005)		0.050	0.041	0.065	0.05		0.04
11	0.019(0.003)		0.025	0.018	0.028			
12	0.012(0.002)		0.010	0.009	0.013			

表 2 $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 和 $E^1\Pi$ 的绝对光学振子强度($\times 10^{-2}$)					
	$B^1\Sigma^+_{v'=0}$	$C^1\Sigma^+_{v'=0}$	$C^1\Sigma^+_{v'=1}$	$E^1\Pi_{v'=0}$	$E^1\Pi_{v'=1}$
实验					
本工作	0.814 (0.067)	12.9 (1.0)	0.335 (0.034)	6.50 (0.52)	0.418 (0.039)
本实验组 ^[3]	0.598	11.4	0.322	6.42	0.467
本实验组用文献[4] 方法所得结果	1.11	18.1		9.35	
Lassettre 和 Skerbele ^[4]	1.53	16.3		9.4	
Chan 等 ^[7]	0.803	11.77	0.356	7.06	0.353
Letzalter 等 ^[14]	0.45	6.19	0.28	3.65	0.25
Lee 和 Guest ^[15]	0.24	1.27		1.81	
理论					
Chantranupong 等 ^[12]	0.508	6.47	0.49	2.74	0.329
Kirby 和 Cooper ^[13]	0.21	11.81	0.18	4.9	0.50

注:括号内为误差值.

表 2 所列是 $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 及 $E^1\Pi$ 的主要一些实验值和理论值. 对这三个电子态, 本工作用高分辨偶极(e, e)方法的结果与 Chan 等^[7]用同样方法的结果是一致的. 而我们实验组用外推振子强度方法得到的结果^[3], 对 $C^1\Sigma^+$ 和 $E^1\Pi$ 两电子态, 均与用高分辨偶极(e, e)方法的结果一致. 但对 $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$, 则小于高分辨偶极(e, e)方法的结果, 且差异已大于实验误差. 我们将在后面对差异的原因予以讨论. Lassettre 和 Skerbele^[4]得到的这三个电子态的光学振子强度值远远大于我们的结果. 表 2 中还列出了本实验组用文献[4]的方法处理数据得到的结果, 显然与 Lassettre 和 Skerbele^[4]的结果接近, 而远大于用高分辨偶极(e, e)方法得到的数值. Lassettre 和 Skerbele^[4]获得的光学振子强度值不同于其他

用电子能量损失谱方法的结果的原因在文献[3]已指出,他们所使用的方法忽略了谱仪的有限角分辨,这就导致他们得到的光学振子强度值偏大.事实上,文献[3]将他们测量到的 $C^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$ 的表观广义振子强度用外推振子强度方法得到的光学振子强度是 0.13 au,这与其他用电子能量损失谱的结果在实验误差范围内是一致的.文献[14,15]都是用 Beer-Lambert 光吸收方法测量的,但文献[14]是采用与文献[10]类似的方法以尽可能地减少由 Beer-Lambert 定律引起的线饱和效应带来的误差.从表 2 明显看出,没有采取措施克服线饱和效应的文献[15]的结果,比用电子能量损失谱方法所得结果要小许多.对于强峰 $C^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$,文献[15]的结果仅为我们的 1/10,而对于较弱的 $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$,他们的结果为我们的 3/10,这是符合饱和效应的特点,即截面越大误差越大.而文献[14]虽然试图克服线饱和效应,他们的结果仍然比我们的,但已较文献[15]接近得多.对弱峰 $C^1\Sigma^+$ 的 $v'=1$,文献[14]的结果为我们的 84%,而对最强峰 $C^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$,他们的结果为我们的 48%,这表明线饱和效应仍然存在.与理论值相比,文献[12]的计算结果与我们的差异较大,仅 $C^1\Sigma^+$ 的 $v'=1$ 符合较好.而 Kirby 和 Cooper^[13]计算的 $C^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$ 和 $E^1\Pi$ 的 $v'=1$ 与我们的符合很好,但对表中列出的其他态,他们的结果与我们的有不小的差距.

对 $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$,用外推振子强度方法得到的光学振子强度,小于用高分辨偶极(e,e)方法的结果的原因,文献[3]指出在于有限的电子入射能量和谱仪的角分辨及近似认为 $\pm \theta_0$ 范围内振子强度不变且等于光学振子强度等因素,造成了偶极(e,e)确定光学振子强度的局限.本文再作进一步的讨论.用高分辨偶极(e,e)方法得到的 $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$ 的光学振子强度值与 Chan 等^[7]用同样方法得到的结果一致,这就说明外推振子强度方法和偶极(e,e)方法测量到的 $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$ 的差异不是偶然的.文献[3]测量到的 $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$ 的振子强度曲线在 K^2 较小时,其变化趋势类似于偶极禁戒跃迁即振子强度随 K^2 的减小而减小(这可从表 4 的微分散射截面数据并由 Bethe-Born 公式转为表观广义振子强度看出),而偶极(e,e)方法是假定在 $\pm \theta_0$ (θ_0 为谱仪角分辨)之间,广义振子强度与光学振子强度不能区分^[2],文献[7]及我们本次实验均是用连续区的某偶极允许点的光学振子强度作数据的绝对标定,但即使在一阶 Born 近似下,广义振子强度在趋于 $K^2=0$ 时,其斜率都不为零,而仍为负值.Chan 等^[7]和我们本次实验的方法,相当于对 K^2 很小时得到的广义振子强度密度谱乘以一个大于 1 的因子后,认为是光学振子强度密度谱(因为对大多数偶极允许跃迁,光学振子强度大于广义振子强度),对于大多数偶极允许跃迁,虽然它们的广义振子强度曲线在趋于 $K^2=0$ 时的斜率不一定相同,但都是负值.这种做法得到的光学振子强度与真正的光学振子强度差别较小.但对于在 K^2 较小时,振子强度随 K^2 的减小而减小的跃迁(即它们的广义振子强度曲线在趋于 $K^2=0$ 时的斜率是正值),在 K^2 较小时的广义振子强度本来就比光学振子强度值大,标定时又相当于乘以一个大于 1 的因子,这样得到的所谓光学振子强度自然比真正的光学振子强度大得多.不妨举例说明,在散射角 0° ,标定点的广义振子强度比其光学振子强度小 10%,而某一类似于禁戒跃迁振子强度变化趋势的跃迁,它在散射角为 0° 时的广义振子强度比其光学振子强度大 10%.由于用标定点作数据的绝对标定,相当于对在 0° 所得的广义振子强度密度谱乘以一个因子 1.1.这样对类似于禁戒跃迁振子强度变化趋势的跃迁得到的振子强度值

是它真正的光学振子强度值的 1.2 倍, 误差达 20%. 因此对 $B^1\Sigma^+$ 的 $v'=0$, 因其振子强度在趋于 $K^2=0$ 时斜率是正值(我们是按照这种趋势拟合其振子强度曲线并得到光学振子强度的), 我们得到其外推的光学振子强度小于偶极(e, e)方法的结果就是必然的. 事实上, 用偶极方法的文献[8]的工作, 都是在电子入射能量 $E_0\geq 2500\text{ eV}$ 和散射角为 0° 条件下观测到了氩和氖内价壳层的禁戒跃迁. 这正是由于有限的电子入射能量和谱仪的角分辨, 使得在这样高的电子入射能量和平均散射角为零条件下的 K^2 仍不为零, 还可以观测到某些禁戒跃迁. 外推振子强度方法虽然要通过测量一系列的振子强度才能外推得到光学振子强度, 但因为它能正确反映广义振子强度趋于光学振子强度的趋势, 只要测量到的 K^2 足够小且精细, 不存在没有测量到的振子强度的极值点, 那么得到的光学振子强度是比较可信的.

表 3 和表 4 给出了一氧化碳分立跃迁的上述四个电子态的各振动能级的绝对微分散射截面, 迄今为止, 未见有可以与之比较的实验和理论值.

表 3 $A^1\Pi$ 的 $v'=0-8$ 的绝对微分散射截面(单位: a_0^2)

角度/($^\circ$)	$v'=0$	$v'=1$	$v'=2$	$v'=3$	$v'=4$	$v'=5$	$v'=6$	$v'=7$	$v'=8$
0.6	8.79	17.74		16.03	11.29	6.66	3.64	1.79	0.97
1.0	2.88	5.69		5.31	3.65	2.25	1.24	0.65	0.33
1.5	1.27	2.64		2.41	1.63	1.01	0.56	0.29	0.15
2.0	0.67	1.41	1.72	1.32	0.92	0.56	0.31	0.16	0.083
2.5	0.42	0.86	1.02	0.82	0.55	0.34	0.19	0.11	0.055
3.0	0.27	0.53	0.63	0.51	0.35	0.20	0.11	0.057	0.028
3.5	0.18	0.36	0.42	0.34	0.22	0.14	0.078	0.041	0.022
4.0	0.13	0.26	0.31	0.24	0.16	0.099	0.052	0.029	0.014
4.5	0.090	0.19	0.22	0.16	0.12	0.067	0.036	0.020	0.010
5.0	0.064	0.13	0.15	0.12	0.074	0.046	0.024	0.013	0.0082
5.5	0.045	0.081	0.096	0.070	0.048	0.031	0.016	0.0087	0.0060
6.0	0.031	0.057	0.066	0.051	0.034	0.021	0.011	0.0068	0.0041

表 4 $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 及 $E^1\Pi$ 的绝对微分散射截面(单位: a_0^2)

角度/($^\circ$)	$B^1\Sigma^+_{v=0}$	$B^1\Sigma^+_{v=1}$	$C^1\Sigma^+_{v=0}$	$C^1\Sigma^+_{v=1}$	$E^1\Pi_{v=0}$	$E^1\Pi_{v=1}$
0.6	2.74	0.47	37.03	1.30	19.74	1.37
1.0	1.08	0.15	12.41	0.53	6.69	0.48
1.5	0.76	0.076	5.70	0.27	2.79	0.20
2.0	0.56	0.045	3.04	0.13	1.38	0.098
2.5	0.39	0.031	1.49	0.045	0.71	0.052
3.0	0.27	0.014	0.63	0.016	0.23	0.020
3.5	0.19	0.0079	0.34	0.0090	0.12	0.011
4.0	0.14	0.0043	0.18	0.0035	0.052	0.0043
4.5	0.095	0.0026	0.10	0.0023	0.026	0.0018
5.0	0.062	0.0024	0.041	0.00099	0.013	0.00066
5.5	0.041	0.0015	0.028	0.00087	0.0065	0.00043
6.0	0.027	0.0011	0.0059	0.00012	0.014	0.00076

4 结 论

本文在电子入射能量 1500 eV, 平均散射角为 0° 和能量分辨 60 meV 条件下测量了一氧化碳在价壳层能区 7—21 eV 的能量损失谱, 获得了相应能区的绝对光学振子强度密度谱和电子态 $A^1\Pi$, $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ 及 $E^1\Pi$ 的各振动能级的绝对光学振子强度. 通过与已发表的实验数据和理论数据作比较, 详细分析了用不同实验方法得到的光学振子强度差异的原因. 讨论了电子碰撞偶极(e, e)方法确定光学振子强度的局限性, 即由于有限的电子入射能量和谱仪的角分辨及近似认为 $\pm \theta_0$ 范围内振子强度不变且等于光学振子强度等因素, 使得偶极(e, e)确定某些跃迁的光学振子强度的误差较大. 我们有理由认为, 考虑了有限的电子入射能量和谱仪的角分辨后, 目前所有用电子能量损失谱方法确定的一氧化碳这四个电子态的各振动能级的绝对光学振子强度应该是一致的. 同时本文给出在电子入射能量为 1500 eV 时上述四个电子态的各振动能级的绝对微分散射截面.

感谢李家明院士对本工作的关心和讨论.

- [1] R.D.Hudson, *Rev. Gephys. Space. Phys.*, **6**(1971), 305.
- [2] W.F.Chan, G.Cooper, C.E.Brion, *Phys. Rev.*, **A44**(1991), 186.
- [3] Z.P.Zhong, R.F.Feng, K.Z.Xu *et al.*, *Phys. Rev.*, **A55**(1997), 1799.
- [4] E.N.Lassettre, A.Skerbele, *J. Chem. Phys.*, **54**(1971), 1597.
- [5] J.P.Bromberg, *J. Chem. Phys.*, **52**(1970), 1243.
- [6] H.Bethe, *Ann. Phys.*, **5**(1930), 323.
- [7] W.F.Chan, G.Cooper, C.E.Brion, *Chem. Phys.*, **170**(1993), 123.
- [8] S.L.Wu, Z.P.Zhong, R.F.Feng *et al.*, *Phys. Rev.*, **A51**(1995), 4494.
- [9] 凤任飞、杨炳忻、武淑兰等, 中国科学, **A26**(1996), 1288.
- [10] M.Eidelsberg, F.Rostas, J.Breton *et al.*, *J. Chem. Phys.*, **96**(1992), 5585.
- [11] R.W.Field, d'Azy O.Benoist, M.Lavollee *et al.*, *J. Chem. Phys.*, **78**(1983), 2839.
- [12] L.Chantranupong, K.Bhanuprakash, M.Honigmann *et al.*, *Chem. Phys.*, **161**(1992), 351.
- [13] K.Kirby, D.L.Cooper, *J. Chem. Phys.*, **90**(1989), 4895.
- [14] C.Letzelter, M.Eidelsberg, F.Rostas, *Chem. Phys.*, **114**(1987), 273.
- [15] L.C.Lee, J.A.Guest, *J. Phys. B*, **14**(1981), 3415.

A STUDY OF OPTICAL OSCILLATOR STRENGTHS AND DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS IN THE DISCRETE REGION OF CARBON MONOXIDE

ZHONG ZHI-PING WU SHU-LAN XU ZHENG ZHU LIN-FAN ZHANG XIAO-JUN

FENG REN-FEI XU KE-ZUN

(*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027*)

(Received 9 June 1997)

ABSTRACT

The absolute optical oscillator strength density spectrum of carbon monoxide has been measured at an impact energy of 1.5 keV and a mean scattering angle of 0° in an energy region of 7—21 eV with typical FWHM 60 meV. The absolute optical oscillator strengths corresponding to vibrational levels of $A^1\Pi$, $B^1\Sigma^+$, $C^1\Sigma^+$ and $E^1\Pi$ are determined and compared with previous experimental and theoretical results. The reason why discrepancies exist among experimental results obtained by various methods has been explained and the limitation of dipole (e, e) method in determining optical oscillator strengths has been discussed.

PACC: 3480G; 3370; 3450H; 4350E