

激发态原子振子强度密度极小点

梁晓玲 李家明

(中国科学院物理研究所)

1984年9月4日收到

提 要

在 Hartree-Slater 自洽势的基础上,探讨了激发态碱金属原子振子强度密度极小点,即电偶极矩阵元零点的规律(振子强度密度与光吸收截面成正比),从而总结了一般激发态原子相应本征通道间电偶极矩阵元零点的规律,即这些零点与相应初末通道量子数亏损差的关系(第三节图4表明了这种关系).根据所总结的规律,以 Ne 原子的 $3s$ 激发态和 Ar 原子的 $4s$ 激发态为例,所推测的激发态原子光吸收的窗口,已为实验所证实.

一、引 言

激光技术的发展极大地推进了原子和分子激发态的研究.激发态研究的进展,对激光物理、等离子体物理等学科都有着重要的意义.例如:激发态原子分子的光激发和光电离知识对寻找新的气体激光以及其可行性的研究是不可缺少的.对激发态光吸收截面极小点,即光吸收“窗口”的了解,可避免激光介质对激光的吸收,有助于选择适当的缓冲气体^[1].等离子体中的一些瞬态辐射能量输运过程也与这些截面的知识有紧密的关系.激发态光吸收(包括光激发和光电离)截面正比于振子强度密度,振子强度密度正比于电偶极矩阵元的平方.当电偶极矩阵元出现零点,相应振子强度密度出现一极小点.有关占有态振子强度密度极小点的规律已经有总结^[2,3].对激发态的振子强度密度极小点也有一些探讨^[4].由于在 Hartree-Slater 自洽势基础上可较真实地描述碱金属的光吸收过程,因此,我们在该基础上,探讨了碱金属原子激发态电偶极矩阵元零点,即振子强度密度的极小点.这些 Rydberg 系列的激发态形成所谓初态通道,而光吸收过程所至的末态形成末态通道^[5].本文报道电偶极矩阵元零点与相应的初末通道量子数亏损差 $\Delta\mu$ 的关系,从而总结了一般激发态原子相应本征通道间电偶极矩阵元零点的规律.一般原子通常是多通道问题,因此必须考虑有关本征通道间适当的相干性叠加^[6],才能说明其振子强度密度.第三节中图4表明了电偶极矩阵元零点的个数和位置随初末通道量子数亏损差 $\Delta\mu$ 变化的规律.例如: $-1 \leq \Delta\mu < 0$ 时,存在一个零点, $-2 \leq \Delta\mu \leq -1$ 时,可存在二个零点,…….对处于 $3s$ 激发态的 Ne 原子和处于 $4s$ 激发态的 Ar 原子,我们根据上述规律推测了其在阈值上存在吸收窗口,并为实验所证实^[7].

二、光吸收过程与振子强度密度

对于原子的 nl 壳层,如果入射光子的能量大于电离阈值,光吸收过程为光电离过程,

则光电截面可以表为

$$\sigma = (\pi e^2 \hbar / mc) \frac{df}{d\varepsilon} = 4.035 \times 10^{-18} \left(\frac{df}{d\varepsilon} \right) \text{cm}^2, \quad (1)$$

其中 $\frac{df}{d\varepsilon}$ 是束缚—连续跃迁的振子强度密度, 其单位为 Hartree (以下我们一律采用原子单位, 例如: 能量 1 Hartree = 27.2 eV). 在电偶极近似下, 允许跃迁为 $nl \rightarrow \varepsilon \bar{l}; \bar{l} = l \pm 1$. 于是与总截面相应的振子强度密度可写为两个分波通道的贡献之和:

$$\frac{df}{d\varepsilon} = \frac{df_{l+1}}{d\varepsilon} + \frac{df_{l-1}}{d\varepsilon} = \frac{2(\varepsilon - \varepsilon_{nl})}{3(2l+1)} (D_{l+1}^2 + D_{l-1}^2), \quad (2)$$

其中 D_l 是电偶极约化矩阵元

$$D_l = \int P_{\varepsilon l} r P_{nl} dr \begin{pmatrix} \bar{l} & 1 & l \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} (-1)^l \sqrt{(2\bar{l}+1)(2l+1)}, \quad (3)$$

P_{nl} 是态归一的初态径向波函数, $P_{\varepsilon l}$ 是能量归一的末态径向波函数. 光电离过程中, $l+1$ 通道的贡献一般比 $l-1$ 通道大一个数量级^[2]. 所以, 光电总截面以总角动量增加的通道为主. 若对光电子进行角分布的测量, 其微分截面可以写为 (当入射光子无偏振或是圆偏振)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma}{4\pi} \left(1 - \frac{1}{2} \beta P_2(\cos\theta) \right) \quad (4)$$

其物理参量 β 为

$$\beta = [(l-1)D_{l-1}^2 + (l+2)D_{l+1}^2 - 6\sqrt{l(l+1)} D_{l+1}D_{l-1} \cos(\delta_{l+1} - \delta_{l-1})] / [(2l+1)(D_{l-1}^2 + D_{l+1}^2)]. \quad (5)$$

这里相移分为两部分: $\delta_l = \sigma_l + \pi\mu_l$, σ_l 是库仑相移, $\pi\mu_l$ 是短程相移 (μ_l 为量子数亏损). σ 是总截面. 故从角分布测量得到 β 后, 可以进一步分析确定通道间的分支比.

当入射光子能量小于阈值, 光吸收过程为光激发过程. 与方程(1)类似, 其吸收截面可写为 $\sigma = [\pi e^2 \hbar / (mc)] f_l L = 4.035 \times 10^{-18} f_l L \text{cm}^2$; L 为线型函数, 其量纲为 (Hartree)⁻¹ 并满足 $\int L d\varepsilon = 1$. 这里 f_l 是一无量纲的数, 即 $nl \rightarrow \bar{n}l$ 的吸收振子强度. $f_l = [2(\varepsilon_{n\bar{l}} - \varepsilon_{nl}) / 3(2l+1)] d_l^2$, 而 d_l 是采用态归一的初末态轨道函数 P_{nl} 和 $P_{\bar{n}l}$ 间的电偶极约化矩阵元. 对于角动量为 $\bar{l}$ 的分波, 无数个不同的主量子数 $\bar{n}$ 的分立态形成一 Rydberg 系列, 采用量子数亏损理论可以统一地处理这 Rydberg 系列与阈值以上相应的连续态构成的一整个通道^[5]. 若对于分立的末态轨道函数不采用态归一而取能量归一, 则需乘归一因子 $N_{\bar{n}l}$. 这里 $N_{\bar{n}l}^2 = (\bar{n} - \mu_{\bar{n}l})^3 + \frac{d\mu_{\bar{n}l}}{d\varepsilon}$ 为态密度而 $\mu_{\bar{n}l}$ 是量子数亏损. 于是 $D_l = d_l \times N_{\bar{n}l}$, 这样可以定义相应的振子强度密度 $\frac{df_l}{d\varepsilon} = f_l N_{\bar{n}l}^2$; 即每单位激发能的振子强度^[2], 其在阈值上下的能域成为能量的连续函数. 如此, 统一地描述光吸收的两种过程——光激发和光电离过程. 由于 $\bar{l} = l \pm 1$ 的两个通道在阈值以下为两个 Rydberg 系列, 可以分别测量其光激发截面. 这两个通道振子强度密度的总和应连续地对应着阈值上所测量的光电离截面.

我们在 Hartree-Slater 自洽势基础上, 通过解相应的薛定谔方程, 得到所有初态和末态的径向波函数, 从而计算振子强度密度. 图 1 是 Na 原子基态 3s 壳层光吸收的振子强

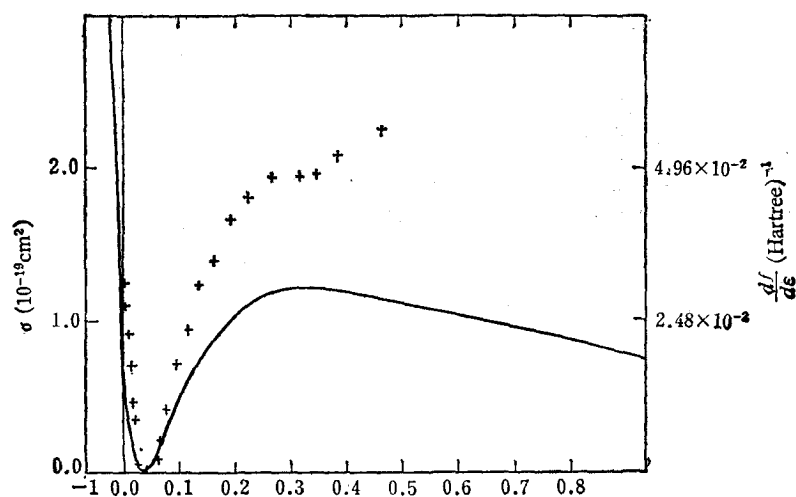


图 1

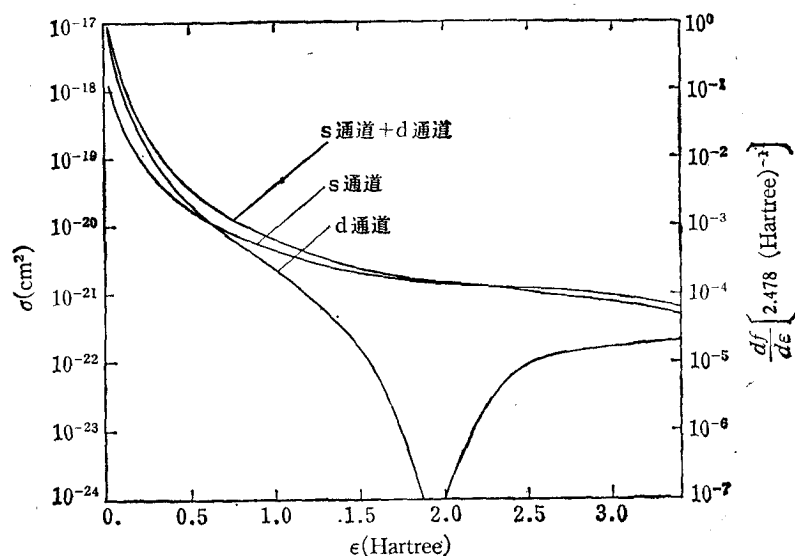
+ 实验值^[8]; — 本文计算值

图 2

度密度理论值,同时展示光电离截面的实验值。由于 $l=0$, 故只有 $l=1$ 通道的跃迁阈值以下的振子强度密度为光激发过程中每单位激发能中的光吸收振子强度,即振子强度密度除以态密度则为实验测量的振子强度。阈值以上相应于光电离截面。我们看到在低能范围,计算值与实验值符合较好,特别是在振子强度密度的极小点处,理论值与观测值几乎完全一致。图 1 中,在高能量一端理论值偏小,这是因为理论模型中没有考虑由于内壳层的激发而导致的动态极化效应,而这影响在高能时变得比较重要。在光电子能量为 0.25 Hartree 左右实验光电截面出现突起,这表明实验有一定的困难——可能需要排除 Na_2 的贡献。振子强度密度在阈值上出现一个极小点的原因是其偶极约化矩阵元为

零,能量增大则矩阵元变号,振子强度密度随着增大.图2是Cs的激发态7p的光吸收振子强度密度.这时 $\bar{l} = 0, 2$,总光电截面是这两个通道之和.图2中7p-d通道的振子强度密度出现一极小点.由图2中我们还可以看出d通道的贡献是主要的,但在d通道的极小点附近,则以7p-s通道的贡献为主.在测量角分布时,如果 $\bar{l} = l \pm 1$ 两通道中只有一个通道对总截面有贡献时, β 为常数.如,只有 $l+1$ 通道有贡献时 $\beta = (l+2)/(2l+1)$,如对Na的3s壳层, $\beta = 2$;只有 $l-1$ 通道有贡献时 $\beta = (l-1)/(2l+1)$,如在Cs的极小点时只有7p-s的贡献, $\beta = 0$.下面我们将要总结激发态原子偶极约化矩阵元零点存在的规律.

三、激发态原子偶极矩阵元零点的变化规律

有关原子基态振子强度密度极小点的规律在自洽势的基础上已经有总结,即对占有壳层 nl ,如果 $n(l+1)$ 尚未被电子填入或正在填入时,则 $nl-s(l+1)$ 的振子强度密度存在一个极小点^[2].对原子激发态振子强度密度的极小点也有人做过一些探讨;同时曾发现Cs原子5d-f存在两个极小点^[4].由于在自洽势的基础上可较真实地描述碱金属原子的光吸收过程;例如其振子强度密度极小点的存在.我们在自洽势的基础上系统地探讨了碱金属原子激发态振子强度密度极小点的变化.碱金属是单通道问题,其约化矩阵元就对应着多通道量子亏损理论中的本征通道间电偶极矩阵元^[5],因此我们可以在碱金属激发态的基础上总结一般原子激发态的本征通道间电偶极矩阵元零点变化的规律.一般原子是多通道问题,因此必须考虑有关通道间适当的相干性叠加才能直接与测量的振子强度密度比较.在后面还将对此作进一步的讨论.

由方程(3)看到 D_l 中的积分是初末态波函数的乘积乘上权重(r)的积分,故一般说来 r 较大的区域贡献较大.对于一般原子,其激发态波函数的主要部分在短程作用域之外(即非库仑区外),作用域外的波函数对矩阵元积分的贡献一般较为重要.当原子序很大时,作用域内波函数的贡献便不可忽略.如前所述,当光激发的末态波函数采用能量归一,初态 nl 到末通道 $\bar{l}$ 的光吸收电偶极约化矩阵元是末通道能量的连续函数,即该末通道的振子强度密度是末通道能量的连续函数.当 D_l 随末态能量连续地变化同时出现符号的改变时,则一定存在一个能量 $\delta(n)$ 使 $D_l = 0$ ——这就是偶极约化矩阵元的零点,这个零点使该通道的振子强度密度出现一极小点.若初末态均是纯库仑波函数,则 D_l 不会改变符号.对氢原子完全是库仑势,所以其任何 nl 态的振子强度密度都不出现极小点.对一般原子,作用域外的激发态波函数是具有一定位相移动的库仑波函数,其相移由短程相互作用导致为 $\pi\mu$ (μ 是量子数亏损).对于 $nl-\bar{l}$ 的跃迁,初态 nl 量子数亏损为 μ_{nl} .末态 $\bar{l}$ 通道中每个态的量子数亏损是能量的缓变函数,可以取阈值的量子数亏损 μ_l 来代表末通道轨道函数由短程相互作用导致的相移 $\pi\mu_l$.在由偶极矩阵元的积分表达式中,其作用域外的被积函数主要是两个具有相移的库仑波函数的乘积,而该被积函数的符号与其相对相移差 $\pi(\mu_l - \mu_{nl})$ 有关.当 D_l 是由作用域外的积分决定时,该矩阵元的零点应由 $\mu_l - \mu_{nl}$ 决定.例如,激发态的氢原子的光吸收过程,其 $\mu_l - \mu_{nl} \equiv 0$,则 D_l 不存在任何零点.对于一般原子,如5d激发态光吸收至 $\bar{l} = 1$ 的末通道,其 $\mu_l - \mu_{5d}$ 不为零,这时 D_l 在

阈值以上的零点位置 $\delta(5d)$ 随 $|\mu_l - \mu_{5d}|$ 增加而增加^[4], 但是, 当原子序数较高时 (即 5d 壳层将成为价电子壳层时), 作用域内的积分对 D_l 的贡献不可忽略, D_l 零点的绝对位置 $\delta(5d)$ 则不一定随 $|\mu_l - \mu_{nl}|$ 单调变化。本文结果表明: 该 $\mu_l - \mu_{nl}$ 仍能判断 D_l 零点的个数。

因为无数个不同主量子数 n 的初态形成一个初始通道, 其量子数亏损也是缓慢变化的。因此同样可以用阈值的量子数亏损 μ_l 来代表初始通道轨道函数由短程相互作用导致的相移 $\pi\mu_l$ 。当 D_l 主要由作用域外积分决定时矩阵元的零点 $\delta(n)$ 由 $\mu_l - \mu_{nl}$ 决定, 故 $\delta(n)$ 随 n 是缓变的。如图 3(a), 仅举铯原子初始 s 通道到末态 p 通道的光吸收过程 Li(s-p) 和铷原子 Rb(p-d) 的 $\delta(n)$ 随 n 的变化, 即可看出当 n 很大时 $\delta(n)$ 趋于常数 δ , 并与 $\Delta\mu = \mu_l - \mu_l$ 有关。图 3(a) 中对于 Li(s-p), $\Delta\mu = -0.3642$, $\delta = 0.0$ Hartree, 表示当 n 增大时 $\delta(n)$ 在阈值以下并渐渐增大趋向阈值。对 Rb(p-d), $\Delta\mu = -1.15425$, $\delta > 0$, 表示零点在阈值以上并趋向于 $\delta = 1.955$ Hartree, 对其它元素各通道的 $\delta(n)$ 亦存在类似的变化^[9]。当作用域内的积分对 D_l 的贡献渐渐增大, 即对初始通道中第一个激发态 nl 即将成为价电子态时 (一般为 $l \geq 2$, 其离心势形成势垒的情况), 偶极矩阵元的零点 $\delta(n)$ 可能会随 n 的增加由阈值以下缓慢地升到阈值以上。图 3(b) 展示出这种情况: 随原子序数增加, 钾原子 K 以后将填充 3d 壳层。对 K(d-f), 只有一个电偶极矩阵元的零点, $\delta(7d) < 0$ 而 $\delta(8d) > 0$ 。Cs 原子以后的元素将填充 5d 壳层, Cs(d-p) 存在两个零点, 其较高能量的零点 $\delta(5) < 0$, 而 $\delta(n) > 0$, $n > 8$ 。作用域内积分的影响不会改变由 $\Delta\mu$ 对矩阵元零点 δ 个数的判断, 只会对 δ 的能量值产生定量的影响。因此我们在下面可以用 δ 与 $\Delta\mu$ 的关系, 来总结激发态原子偶极矩阵元零点的变化规律。

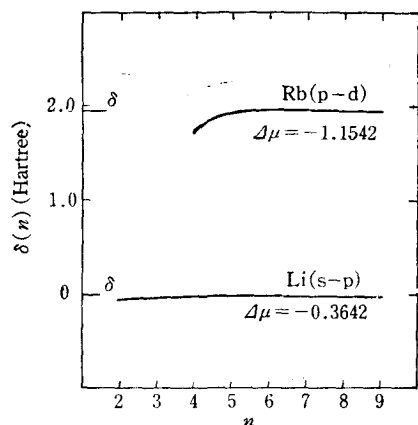


图 3(a) Li(s-p) 和 Rb(p-d) 的偶极矩阵元零点位置随主量子数的变化

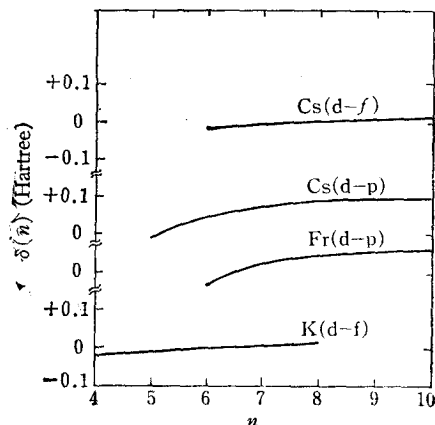


图 3(b) 偶极矩阵元零点位置由阈值以下升到阈值以上的例子

图 4 总结了激发态原子电偶极矩阵元零点的个数及位置与 $\Delta\mu$ 的关系。 $\Delta\mu < 0$ 的区域相应于 $l \rightarrow l+1$ 通道的光吸收过程, $\Delta\mu > 0$ 的区域相应于 $l \rightarrow l-1$ 通道。 $l \rightarrow l+1$ 通道的贡献一般比 $l \rightarrow l-1$ 通道的贡献大得多。 $\Delta\mu = 0$ 时类似于氢原子情形, 没有零点。 $-0.4 \lesssim \Delta\mu < 0$ 主要为 s-p 通道, 存在一个零点; 即在阈值以下出现

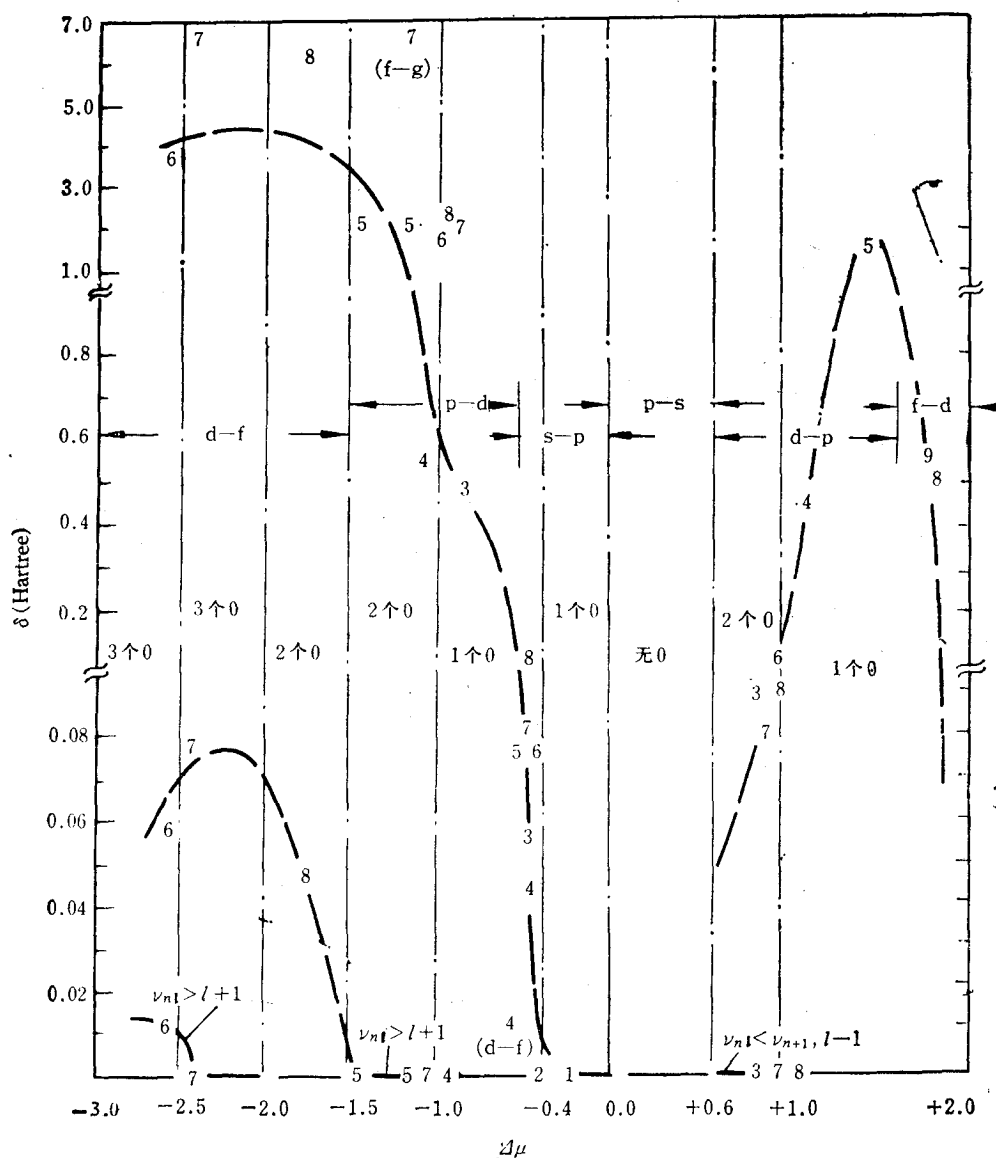


图4 激发态原子电偶极矩阵元的零点 δ 的个数及位置与初末通道量子数亏损差 $\Delta\mu$ 的关系。虚线表示 δ 的位置随 $\Delta\mu$ 的变化关系；

1 为 He; 2 为 Li; 3 为 Na; 4 为 K, 5 为 Rb; 6 为 Cs; 7 为 Fr; 8 为 U; 9 为 Ba

第一个零点 $\delta_1 = 0$ 。随着 $\Delta\mu$ 绝对值增大, 到 $-1.0 \lesssim \Delta\mu \lesssim -0.4$ 区, 主要相应于 s-p 和 p-d 通道, 存在一个零点, 这时 δ_1 上升到阈值以上, $\delta_1 > 0$; 此时对满足 $\nu_{nl} < \nu_{n-1,l+1}$ 的态 nl 还存在第二个零点。当 $|\Delta\mu|$ 不太大, 偶极矩阵元的积分贡献一般主要在 r 较大的区域。这时零点位置 δ 随 $|\Delta\mu|$ 单调变化。 $\Delta\mu$ 随原子序数 Z 作周期性的变化, 因此零点位置也随原子序数作同样周期性的变化。当作用域内的积分对偶极矩阵元贡献不可忽略时, δ 将不随 $\Delta\mu$ 单调变化, 而将偏离图中示意性地表出的 δ 随 $\Delta\mu$ 变化的路径。在 $-1.5 \lesssim \Delta\mu \lesssim -1.0$ 区, 主要是 p-d 通道, 可存在两个零点, 除第一个零点 $\delta_1 > 0$ 外;

当 $v_{nl} > l + 1$ 时, 在阈值下还出现第二个零点 $\delta_2 = 0$. v_{nl} 是初态有效主量子数. $v_{nl} > l + 1$ 的含义与占有态零点存在条件 $n > l + 1$ 的含义相同. 当 $|\Delta\mu|$ 变大, 作用域内的积分对偶极矩阵元的贡献一般不可忽略, δ 可能偏离该区 δ 随 $\Delta\mu$ 变化的路径, 但不影响对零点特性的判断. 当 $-2.0 \lesssim \Delta\mu \lesssim -1.5$, 主要相应于 d—f 通道, 可存在两个零点; 除第一个零点 $\delta_1 > 0$ 外, 当 $v_{nl} > l + 1$ 时而存在的第二个零点也升到阈值以上, 即 $\delta_2 > 0$. 随着 $|\Delta\mu|$ 再增大, 到 $-2.5 \lesssim \Delta\mu \lesssim -2.0$ 区, 主要是 d—f 通道, 可存在三个零点; 第一和第二零点都在阈值以上, 当 $v_{nl} > l + 1$ 时, 在阈值以下还出现第三个零点 $\delta_3 = 0$. $-3.0 \lesssim \Delta\mu \lesssim -2.5$, 主要是 d $\rightarrow$ f 通道, 可存在三个零点; 除第一和第二零点在阈值以上外, 当 $v_{nl} > l + 1$ 时而存在的第三个零点也升到阈值以上 $\delta_3 > 0$.

在 $\Delta\mu > 0$ 的区域, 即对 $l \rightarrow l - 1$ 的跃迁, 当 $0 \lesssim \Delta\mu \lesssim 0.6$, 主要是 p $\rightarrow$ s 通道, 不会出现零点, 当 $\Delta\mu$ 再大些, 到 $0.6 \lesssim \Delta\mu \lesssim 1.0$ 区, 主要是 d $\rightarrow$ p 通道, 可存在二个零点; 在阈值以上出现一个零点 $\delta_1 > 0$. 当 $v_{nl} < v_{n+1, l-1}$ 时, 在阈值以下出现第二个零点. 当 $1.0 \lesssim \Delta\mu \lesssim 2.0$, 主要是 d $\rightarrow$ p, f $\rightarrow$ d 通道, 只有一个零点, $\delta_1 > 0$, 且因作用域内积分贡献不可忽略, δ 随 $\Delta\mu$ 增加而减小. 在 $\Delta\mu \gtrsim 2.0$ 的区域, 除末通道为 f 通道外, 不存在零点. 若末通道为 f 通道(即对 $g \rightarrow f$ 的跃迁), 其受到的离心势与自洽势形成的势垒较高, 若考虑阈值的量子数亏损, 原子序数分别为 55(Cs) 和 87(Fr) 附近出现由 0 到 1 和由 1 到 2 的阶梯变化^[10], 这时量子数亏损随能量的变化也将出现“共振”现象. 图 5 展示了 Cs 的这一共振现象. 本文理论计算得到的“共振”较为尖锐, 如果进一步考虑残余相互作用, 将得到较宽的共振^[11]. 在共振附近, 波函数对能量的变化较敏感, 其主要部分由外区很快地透入内区. 因此 $g \rightarrow f$ 的跃迁是特别的情况, 末态 f 波函数因共振而透入内区, 由于初始 g 通道的量子数亏损很小, 初态波函数的主要部分在外区, 因此偶极矩阵元的积分由外区为主而变成以内区积分为主, 所以其偶极矩阵元的绝对值和相应的振子强度密度都很小, 并且还形成两个零点. 例如, Cs 的 g—f 过程, 存在两个零点. 这里还需要对 $\Delta\mu < 0$ 的情况作补充说明, 即 $l \rightarrow l + 1$ 过程, 虽然末通道量子数亏损也出现“共振”, 但由于初态量子数亏损较大, 而其波函数已透入内区, 矩阵元在内区的积分已不可忽略, 上面我们已对这种情况作了较为详细的讨论——即不改变 $\Delta\mu$ 对矩阵元零点个数的判断.

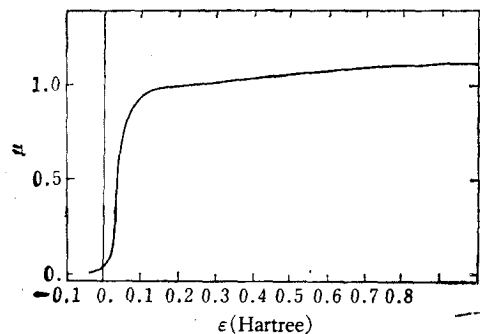


图 5 Cs 的 f 通道量子数亏损

四、讨 论

我们在 Hartree-Slater 自洽势基础上,通过对碱金属原子的计算,归纳了其振子强度密度极小点与初末通道量子数亏损差的关系,亦即一般原子激发态本征通道偶极矩阵元零点与本征通道量子数亏损差的关系.我们认为所存在的规律在定性上是正确的.进一步的计算可能会改变极小点的位置,如采用 Hartree-Fock 自洽势^[1],或超越自洽的理论所得到的零点位置可能不同,但不会改变其零点的个数.对于一般原子,通常是多通道问题,振子强度密度与本征通道偶极矩阵元在不同的能域存在不同的关系^[5,6].如果要利用本文所总结的规律来讨论实验测量的一般原子的振子强度密度,必须考虑光吸收过程的末态所处的能域.该末态是所有本征通道的线性组合,在不同的能域该末态的线性组合是不一样的;在所有通道完全打开的能域(即完全连续能域)^[5],振子强度密度正比于本征通道矩阵元的平方和.与单通道在阈值以上的情形类似,本征通道偶极矩阵元的零点会使振子强度密度产生极小点.在部分通道打开部分通道关闭的能域(即自电离能域),由于关闭通道与开放通道之间的相互作用,本征通道矩阵元之间的相干迭加形成数支自电离本征通道的振子强度密度,其总和就是振子强度密度.该自电离本征通道的支数和开放通道的个数相同.故振子强度密度的极小点应由本征通道矩阵元的零点和各本征通道矩阵元之间的相干迭加共同决定.对于所有通道完全关闭的能域(即分立能域),光激发过程的末态形成各个 Rydberg 系列,这些 Rydberg 系列的振子强度密度将构成数支振子强度密度的分布——正好对应着所有自电离本征通道的振子强度密度^[5,6].

对于完全连续能域,我们可以利用上述电偶极矩阵元零点的规则来推测原子振子强度密度可能出现的极小点.这些极小点对应着辐射能量输运的窗口.例如,我们已经知道 Na 和 K 的 $s-p$ 通道在阈值以上存在吸收窗口(即零点),而 Li 的相同通道的零点则在阈值以下.在周期表中 Ne 和 Ar 是 Na 和 K 的近邻元素,其初末通道量子数亏损的差近似相同.故处于 ns 激发态的 Ar 原子,在阈值上光电离截面将存在极小点;对 Ne,位于 Li 与 Na 之间但更接近 Na,因此对处于 ns 激发态的 Ne 原子,其光电离截面在阈值附近存在极小点. Ar 的 $4s$ 激发态的光吸收窗口和 Ne 的 $3s$ 激发态在阈值附近的光吸收极小值已分别由实验观测到^[7].

感谢中国科学院物理所对本课题组的支持;赵中新同志提供的部分计算程序;中国科学院计算中心和本所计算机应用研究组提供的服务.

参 考 文 献

- [1] J. Liegl, F. Emmert, R. Saubrey and H. Langhoff, *Opt. Comm.*, **50**(1984), 95.
- [2] U. Fano and J. Cooper, *Rev. Mod. Phys.*, **40**(1968), 441.
- [3] M. J. Seaton, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A 208**(1951), 418.
- [4] A. Msezane and S. T. Manson, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 364; *ibid.*, **48**(1982), 473.
- [5] 李家明, *物理学报*, **29**(1980), 419; **32**(1983), 84.
- [6] C. M. Lee (Li Jia-Ming) and K. T. Lu, *Phys. Rev.*, **A8**(1973), 1241.
- [7] N. S. Kopeika, R. Shuker, Y. Yerachmiel and Y. Gabai, C. S. Ih, *Phys. Rev.*, **A28**(1983), 1517.

- [8] R. D. Hudson and V. L. Carter, *J. Opt. Soc. Am.*, 57(1967), 65.
- [9] M. S. Wang and R. H. Pratt, *Phys. Rev.*, A29(1984), 174.
- [10] U. Fano, C. E. Theodosion and J. L. Dehmer, *Rev. Mod. Phys.*, 48(1976), 49.
- [11] A. Z. Msezane and S. T. Manson, *Phys. Rev.*, A29(1984), 1594.

MINIMA OF OSCILLATOR STRENGTH DENSITIES FOR EXCITED ATOMS

LIANG XIAO-LING LI JIA-MING
(*Institute of Physics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

Based on Hartree-Slater self-consistent potentials, we have studied minima of oscillator strength densities, namely, zeroes of electric dipole matrix elements for excited alkali atoms (here oscillator strength densities proportional to photoabsorption cross sections). Thus we have induced further the systematics about the zeroes of dipole matrix elements between eigenchannels for other excited atoms, namely, the relation between the zeroes and the quantum defect differences for corresponding initial and final channels. Based on such a relation, we predict the photoabsorption windows for excited Ne(3s) and excited Ar(4s), which have been confirmed by a recent experiment.