

# 自电离序列间的相互作用

戴长建

浙江大学物理系, 杭州 310027

1993年3月24日收到

本文采用多通道量子数亏损理论对 Mg 原子的  $J = 3, 3pnd$  自电离 Rydberg 序列间的相互作用进行了分析。研究了通道相互作用对于自电离态的线形, 自电离速率的影响。考察了在电离限附近原子的特性以及在其两侧电子的波函数的连续性。获得了与实验相一致的自电离光谱。

PACC: 3280D; 3380E; 3120T

## 一、引言

近两年来, 有关 Mg 原子的自电离 Rydberg 态的光谱研究<sup>1,2</sup>和弹射电子角分布的研究<sup>3,4</sup>使得原已十分活跃的碱土金属原子的自电离态方面的研究获得进一步的拓宽和深入。与此同时, 多通道量子数亏损理论 (MQDT) 作为一种强有力的理论工具<sup>5,6</sup>对于自电离 Rydberg 态的光谱特性, 各种相互作用以及弹射电子角分布和离子向各个离子态衰变的分支比等参数的分析和预测获得了很大成功。

Mg 原子与其他碱土金属原子 (如 Ba 原子) 有很多的不同, 其中之一是 Mg 原子的 P 离子态的精细结构分裂仅为  $92\text{cm}^{-1}$ , 而 Ba 原子为  $1691\text{cm}^{-1}$ 。这一特点使得分别属于两个序列的分立能级间的相互作用波及到  $n \leq 35$  的所有  $3p_{1/2}nd$  能级, 而对于 Ba 原子, 这种相互作用只存在于  $n \leq 8$  的  $6p_{1/2}nd$  能级。由于这种差别, 使得实验研究  $3p_{1/2}$  电离限以上的  $3p_{1/2}nd$  自电离态的特性成为困难, 因为常用于这类研究的脉冲染料激光器只对于  $n < 35$  的自电离 Rydberg 态具有满意的分辨能力。与此对比, 有关 Ba 原子的高于  $6p_{1/2}$  电离限的  $6p_{1/2}nd$  和  $6p_{1/2}nf$  自电离态的性质的实验研究<sup>7,8</sup> 已见报道。本文采用与 K 矩阵相结合的 MQDT 方法对于 Mg 原子的  $J = 3, 3pnd$  自电离 Rydberg 态在  $3p_{1/2}$  电离限附近的特性, 尤其是序列相互作用和通道相互作用问题进行了细致的分析。对于相互作用所导致的自电离态的线形的变化等现象进行了研究, 并讨论了相互作用对于自电离速率的影响。对于自电离光谱, 本文的理论结果与实验结果获得了一致。

## 二、理论

MQDT 本身是一种将光谱参数化的半经验型的理论, 其参数或者采用对光谱实行

拟合<sup>[10]</sup>或采用K矩阵的变换予以确定<sup>[11]</sup>。本文采用 Mg 原子的K矩阵<sup>[12]</sup>确定 MQDT 参数,然后对 Mg 原子的自电离态特性进行分析。目前常用的 MQDT 有两种形式,它们分别由 Lee 和 Lu<sup>[11]</sup> (简称 LL) 以及 Cooke 和 Cromer (简称 CC) 建立起来的<sup>[12]</sup>。在 LL 方法中,波函数采用本征通道和碰撞通道描述,故可适用于被激发电子处于小轨道或大轨道的普遍情况。而 CC 方法将波函数用碰撞通道描述,可认为是 MQDT 在被激发电子处于大轨道的情形的一种简化形式。由于孤立实激发<sup>[13]</sup> (ICE) 技术的广泛采用,使得 CC 方法被普遍应用。

本文不打算描述 MQDT 的详细过程,而只给出与本文相关部分的理论框架。文献[9]使用 LL 和 CC 方法处理了同一个问题并对两种方法进行了详细比较。这里只采用 CC 方法。

对K矩阵实行变换并引入碰撞通道的量子数亏损  $\delta_i$ , 其中  $i$  代表碰撞通道,则 MQDT 方程为

$$[K' + \tan(\pi\nu')]a' = 0 \quad (1)$$

矩阵  $K'$  与  $K$  存在关系

$$K' = [\cos(\pi\delta) + K \sin(\pi\delta)]^{-1}[K \cos(\pi\delta) - \sin(\pi\delta)] \quad (2)$$

其中矩阵  $\tan(\pi\nu')$ ,  $\cos(\pi\delta)$  和  $\sin(\pi\delta)$  都为对角矩阵,并有

$$\nu'_i = \nu_i + \delta_i \quad (3)$$

$$a'_i = A_i \cos(\pi\nu'_i) \quad (4)$$

$\nu_i$  和  $\delta_i$  分别为第  $i$  通道的有效主量子数和量子数亏损。系数  $A_i$  代表第  $i$  通道的波函数  $\Psi_i$  对于总波函数  $\Psi = \sum A_i \Psi_i$  的贡献的多少,称为混合系数,而  $A_i^2$  代表该通道的光谱密度。

由于自电离态是在能量上与连续态简并的束缚态,故兼有束缚态和连续态的特征。组成自电离态的各通道即可以为开放通道(连续态)也可为闭合通道(束缚态)。若用下标  $c$  和  $b$  表示连续态和束缚态,则可将矩阵  $[K' + \tan(\pi\nu')]$  分为4个子矩阵,即

$$K' + \tan(\pi\nu') = \begin{bmatrix} [K' + \tan(\pi\nu')]_{bb} & K'_{bc} \\ K'_{cb} & [K' + \tan(\pi\nu')]_{cc} \end{bmatrix} \quad (5)$$

当以  $\sigma_i$  代表开放通道子矩阵的本征值,则显然有  $\sigma_i = \tan(\pi\nu'_i)$ ,  $\sigma_i$  的数目由开放通道的数目决定。若以  $n_b$  和  $n_c$  分别代表束缚通道和连续通道的数目,则方程存在  $n_b$  个独立的解。于是对应的本征矢量满足

$$\{K'_{cb}[K' + \tan(\pi\nu')]_{bb}^{-1}K'_{bc} - K'_{cc}\}a'_c = \sigma_i a'_c \quad (6)$$

和

$$a'_b = -[K' + \tan(\pi\nu')]_{bb}^{-1}K'_{bc}a'_c \quad (7)$$

对于连续组态仅存在一个轨道,即  $\sum_{n_c} A_i^2 = 1$ , 于是得到

$$(\sigma_i^2 + 1) \sum_{n_c} (a'_c)^2 = 1. \quad (8)$$

由(4)和(7)式可以求得束缚通道的混合系数  $A_i$ , 进而获得总波函数  $\Psi$ 。同时,可以看

到,连续态波函数在这里的唯一作用是使波函数归一化,这使得 CC 方法比 LL 方法简单得多。

由于本文主要研究  $3p_{1/2}$  电离限附近的自电离态的行为,所以需要对此限之上和之下的两个能域进行分别讨论。在  $3p_{1/2}$  电离限以下共有 8 个可能的奇宇称  $J = 3$  通道,若忽略 3 个  $3p_i n g$  通道的影响,则可采用 5 个通道模型来描述  $J = 3, 3p n d$  自电离态。由于  $K$  矩阵和 5 个通道均采用  $LS$  耦合,而  $jj$  耦合更适合于 MQDT 的分析,于是需采用一个变换矩阵将  $K^{LS}$  和 5 个通道分别用  $jj$  耦合描述,即

$$K^{jj} = V K^{LS} V^T \quad (9)$$

5 个通道在两种耦合机制下的表示由表 1 给出

表 1  $LS$  和  $jj$  耦合下的通道

通道标号	1	2	3	4	5
$LS$ 耦合	$3p n d^3D$	$3s n f^3F$	$3p n d^3F$	$3s n f^3F$	$3p n d^3F$
$jj$ 耦合	$3s_{1/2} n f_{3/2}$	$3s_{1/2} n f_{1/2}$	$3p_{1/2} n d_{3/2}$	$3p_{3/2} n d_{3/2}$	$3p_{3/2} n d_{3/2}$

变换矩阵  $V$  的元素可由下式求得

$$V_{i,j_2LS} = [j_1][j_2][S][L] \begin{Bmatrix} s_1 & l_1 & j_1 \\ s_2 & l_2 & j_2 \\ S & L & J \end{Bmatrix} \quad (10)$$

式中符号  $[X] = \sqrt{2x+1}$ , 花括号表示  $9j$  符号。

原子通过自电离而产生离子和电子通常被视为一种碰撞过程,描述由自电离所产生的离子电子系统的波函数称为碰撞本征态,这种态的数目与开放通道的数目相同,以  $\rho$  表示。碰撞本征态的波函数用  $\Psi^{(\rho)}$  表示。相应的分解通道  $\varphi_{\rho_i}$  对于  $\Psi^{(\rho)}$  的贡献可用  $A_i^{(\rho)}$  表示。激光激发 Mg 原子使它们从初态  $3s n d^1D_2$  跃迁到终态  $\Psi^{(\rho)}$  的概率振幅为

$$D_\rho = \langle \Psi^{(\rho)} | r | a \rangle = \sum_{i \in \mathfrak{n}_\rho} \langle i | r | a \rangle A_i^{(\rho)} \quad (11)$$

其中  $\langle i | r | a \rangle$  为原子从初态  $|a\rangle$  向终态  $|i\rangle$  的偶极跃迁矩阵元,它可以表示成一个径向因子与角因子的乘积。由于离子  $P$  态的精细结构分裂相对于初态和终态之间的能量差可以忽略,故可视两个径向矩阵元相等,即  $\langle 3p_{1/2} | r_r | 3s_{1/2} \rangle \approx \langle 3p_{3/2} | r_r | 3s_{1/2} \rangle$ 。这里已把初态  $3s n d^1D_2$  表示成两个  $jj$  耦合的精细结构态  $|3s_{1/2} n d_{3/2}\rangle$  和  $|3s_{1/2} n d_{5/2}\rangle$  的线性组合。对于角向矩阵元的计算可采用角动量理论<sup>[4]</sup>进行。于是(11)式对于低于和高于  $3p_{1/2}$  限两种情况分别为

$$D_\rho = \sum_{i=3,4,5} \alpha_i A_i^{(\rho)} O_i \quad (12 a)$$

和

$$D_\rho = \sum_{i=4,5} \alpha_i A_i^{(\rho)} O_i \quad (12 b)$$

其中  $\alpha_i$  为比例常数,而  $O_i = \langle \nu_i l | \nu l \rangle$  代表 Rydberg 电子的波函数在另一个价电子被

激发前与被激发后这两种情况下的空间重迭。它被定义为

$$\langle v_i | |v_l\rangle = 2(vv_i)^2 \sin[\pi(v_i - v)] / v^{3/2} \pi(v_i^2 - v^2) \quad (13)$$

而自电离光谱可由激发截面  $\sigma$  来表示,即

$$\sigma = C\omega \sum_{\rho \in n_c} |D_\rho|^2 \quad (14)$$

其中  $C$  为一常数,  $\omega$  为最后一步激发激光的频率。(14)式对低于和高于  $3p_{1/2}$  电离限的两种情况都通用,但需注意到对前一种情况  $\rho = 1, 2$ , 而对后者  $\rho = 1, 2, 3$ 。因为由表 1 可知,对高于  $3p_{1/2}$  电离限的情况第 3 通道变为开放通道。

### 三、相互作用对自电离态的影响

自电离态各通道间的相互作用的强弱一般可通过用 Lu-Fano 图<sup>[15]</sup>直观地表示出来,这种二维空间的图形只适用于描述纯闭合通道间的相互作用。若这些闭合通道同时还与连续通道相互作用,则必须采用三维空间的类似图形<sup>[1,16]</sup>才能给予其满意的描述。这里不打算研究相互作用的强弱问题,而是研究这些相互作用对于自电离序列的影响。

#### 1. 序列相互作用对自电离态线形的影响

自电离态的线形对于组态相互作用(CI)很敏感,例如当存在自电离态与连续态的组态相互作用时,自电离态的跃迁线形会因两种电离路径的干涉效应而呈现所谓的 Beutler-Fano 线型<sup>[17]</sup>。采用单光子激发自电离态所产生的光谱<sup>[18]</sup>便具有这种线型,其非对称性由  $q$  因子的大小决定。而当消除连续态的激发干扰时,自电离态的跃迁线形多数会呈现出近 Lorentz 线型<sup>[19]</sup>。孤立实多步激发技术(ICE)由于可近乎避免对连续态的激发使得自电离态的线形通常呈现 Lorentz 线型(对应于因子  $q \rightarrow \infty$  极限下的 Beutler-Fano 线型),从而使得自电离态的能级位置和宽度可被容易地从自电离态共振谱上获得<sup>[13,20]</sup>。然而,在诸如 Ba  $6p_{1/2}nf$  自电离态<sup>[21]</sup>和 Mg  $3p_{1/2}nd$  自电离态<sup>[1,2]</sup>的实验研究中,尽管均采用了 ICE 技术,它们的线形却在不同程度上出现了反常的情况。

在 Mg 原子的  $3p_{1/2}$  电离阈值以下,分别收敛于  $3p_{1/2}$  和  $3p_{3/2}$  电离阈的自电离序列存在着强烈的相互作用。由于这两个阈值在能量上相差很小,导致附近序列相互作用一直延伸到  $3p_{3/2}35d$  自电离态。由于在  $n = 35$  这样高的 Rydberg 态,能级密度远比低 Rydberg 态(如 Ba  $n = 8$ )的能级密度为高,因而序列相互作用会显著地增强。为此,采用前一节所描述的理论可以对这种强相互作用所导致的后果予以揭示。

图 1 是对自电离态  $3p_{3/2}32d$  ( $J = 3$ ) 光谱的计算结果。可以看到有许多很尖锐的峰迭加在主峰  $3p_{3/2}32d$  态上,它们显然来自于  $3p_{1/2}nd$  序列的干扰。按照它们所处的位置可以确定其主量子数  $n \sim 100$ , 因为它们的能量间距与对应的  $3p_{1/2}nd$  Rydberg 系列的间距相符合。 $3p_{3/2}32d$  自电离态与  $n \sim 100$  的许多  $3p_{1/2}nd$  态在能量上的简并导致了它们之间的强烈相互作用,因此,当激发光的频率在共振跃迁  $3s_{1/2} - 3p_{3/2}$  附近扫描,以便获得 Mg 原子从  $3s_{1/2}$  态到  $3p_{3/2}32d$  的跃迁光谱时,  $3p_{1/2}nd$  Rydberg 序列通过对该态的强烈干扰而在其共振谱上增添了复杂的结构。显然,图 1 所示的高分辨率是通常实

验所难以实现的。然而,对于 Ba 原子,由于其 6p 精细结构分裂很大 ( $\sim 1691 \text{ cm}^{-1}$ ),有关  $6p_{1/2}$  电离限附近的自电离光谱的实验研究却不难实现<sup>[9]</sup>,而且的确观察到了类似于图 1 所示的自电离光谱结构。

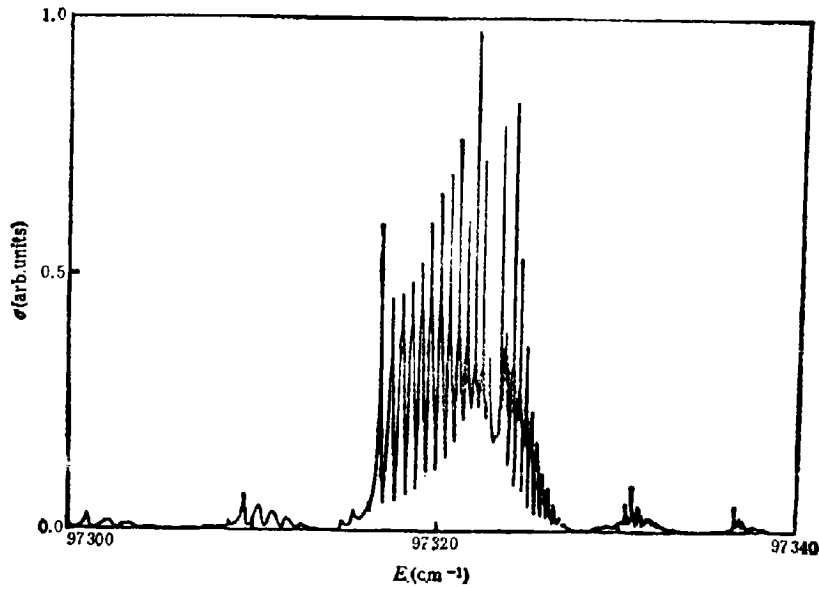


图 1  $3p_{1/2}32d (J=3)$  自电离光谱。横轴表示相对于原子基态的总能量,纵轴为离子信号强度

到此为止,理论计算只证实了收敛于  $3p_{1/2}$  电离阈的自电离序列对于  $3p_{1/2}nd$  系列的干扰。实质上,这种干扰是相互的。图 2 便是揭示这种相互性的精细计算。按照表 1 对通道的标号,第 3 通道在低于  $3p_{1/2}$  电离阈之下的能域里是关闭的,它与  $3p_{1/2}nd$  序列和  $3s \epsilon f_j$  连续通道相互作用的结果将导致此序列的跃迁线形的不对称性。众所周知,对于单通道问题,由 (12) 和 (14) 式表明  $\sigma \propto A_i^2 O_i^2$ , 而且自电离态的线形接近于 Lorentz 线型,并且当自电离态的宽度远小于相邻态之间隔时,态的线形基本上由  $A_i^2$  的形状决定<sup>[16]</sup>,故  $A_i^2$  通常被称为该通道的光谱密度。 $A_i^2$  描述了碰撞通道  $\psi_i$  之间的相对混合,即表征了 Rydberg 电子在任何给定的组态或轨道上的概率。但是,当相邻态之间隔相可与自电离态之宽度比拟时,  $O_i^2$  的宽度将决定该自电离态的宽度。图 2 (a) 代表第 3 通道在  $3p_{1/2}$  电离阈之下的光谱密度  $A_i^2$  随 Mg 原子总激发能量的变化曲线。显然可以看出,在 Rydberg 态  $3p_{1/2}nd (n=90-120)$  的光谱的底部有三个较宽的峰迭加在这些锐峰之下。它们的能量和间距表示它们来自于  $3p_{1/2}nd$  系列的  $n=31-33$  自电离 Rydberg 态的干扰。由于这种强烈的作用,使得  $3p_{1/2}nd$  态的谱线呈现非对称形状,而且谱线宽度 (FWHM)  $\Gamma$  不再遵守孤立 Rydberg 系列所应遵守的规律  $\Gamma \propto 1/\nu^3$ 。当然谱线宽度的变化也并非是无规变化的,由图 2 (b) 可见,每当  $3p_{1/2}nd$  系列出现共振时,  $3p_{1/2}nd$  的线宽随之显著增大,而且其包络关于共振位置为非对称形状。这种现象曾在 Ba 原子的  $6p_{1/2}ns$  自电离 Rydberg 序列与  $6p_{1/2}10d$  态的相互作用时被观察到<sup>[12,21]</sup>。这种较窄的谱

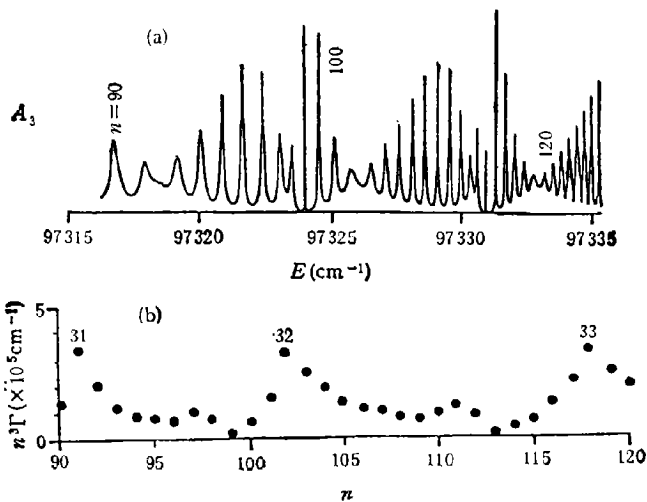


图2 序列相互作用对自电离态之宽度的影响。(a) 在  $3p_{1/2}$  电离限之下的  $3p_{1/2}31d-3p_{1/2}33d$  自电离态对  $3p_{1/2}nd$  序列的影响。(b) 自电离态之宽度随主量子数  $n$  的变化规律。两套主量子数分别相对于  $3p_{1/2}$  和  $3p_{3/2}$  电离限

线受较宽的干扰态的作用而变宽的现象显然是序列相互作用的直接反映。此结果告诉我们，强烈的序列相互作用并不意味着在此两个序列中的所有 Rydberg 态均被强烈地扰动，只有那些在能级位置上离得很近(近简并)的态才会彼此间产生强烈的扰动。反之亦然。

## 2. 通道相互作用在电离阈附近的表现

在  $\text{Mg } 3p_{1/2}$  电离域以下，通道  $3p_{1/2} nd$  为关闭通道，它所包含的无限个分立的能级的位置可通过 MQDT 方程(1)予以确定。由(1)式求得无限个解  $\nu_{i,n}$ ，其中  $i$  代表通道标号，而下标  $n$  则代表第  $n$  个解。但在  $3p_{1/2}$  电离阈之上，它将成为开放通道。在这个能域中，问题成为三个开放通道和两个关闭通道相互作用的问题。由于在电离域上下两个能域中 MQDT 模型略有不同，必然会在它们的边界——电离阈上表现出一定的连续性。本节将探讨这种连续性。

由于第 4 和第 5 通道在电离阈  $3p_{1/2}$  的上下均为闭合通道，所以利用 MQDT 方法分别计算它们各自的光谱密度  $A_4^2$  和  $A_5^2$  在  $3p_{1/2}$  电离阈上下两个能域的随能量的变化关系，便可揭示它们在该阈附近的表现和特征。图 3 便是这样一种计算结果。显然，在电离阈上下的两个能域中， $A_4^2$  的结构完全不同， $A_5^2$  的情况也类似。尽管无论在电离阈之上还是在其下的能域中， $A_4^2$  均与  $A_5^2$  具有不同的包络，但它们却有一个共同特点，即当从低能域跨过电离阈而进入高能域时，它们的包络突然由复杂结构变为光滑曲线，而且在外形上各自保持着自己的形状。这显然是由于第 3 通道由关闭变为开放的缘故。在电离限以下，分立的  $3p_{1/2}nd$  自电离 Rydberg 态对第 4 和第 5 通道作用的强弱不同，使得这两个通道表现出不同的光谱结构和形状。当跨越  $3p_{1/2}$  电离阈时，第 3 通道成为开放，于是由分立能级变为连续态。因而不可能在第 4 和第 5 通道的光谱上迭加任何结构，因

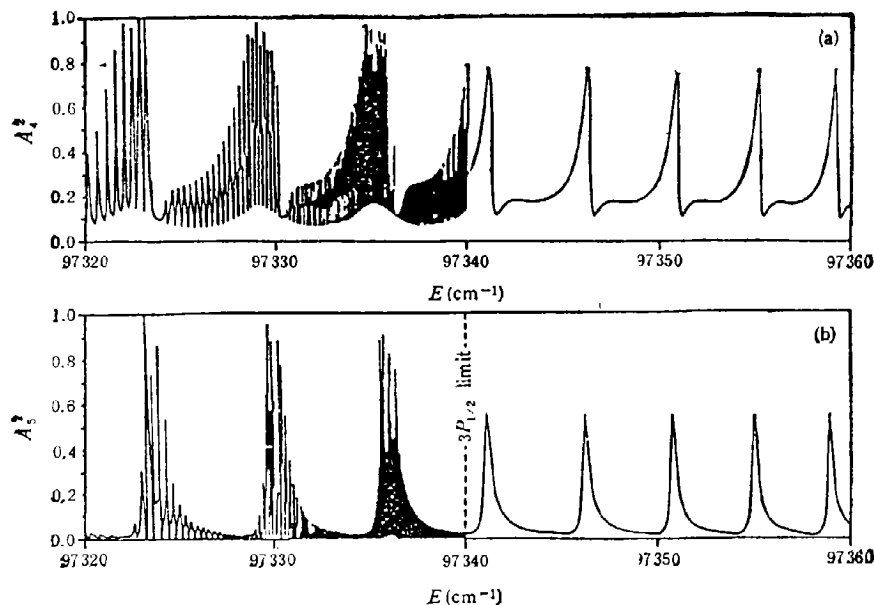


图3 不同的自电离通道的光谱密度在  $3p_{1/2}$  电离限的上下两个区域的行为。(a) 第4通道的光谱密度 (b) 第5通道的光谱密度

而  $A_4^2$  和  $A_5^2$  变为光滑的曲线。另一方面,当第3通道由关闭变为开放后,其作为一个通道仍对第4和第5通道施加作用。由于通道间的相互作用在  $3p_{1/2}$  电离限的上下是相同的,因而在限的两侧,  $A_4^2$  和  $A_5^2$  的包络分别具有类似的形状,亦即保持了线形的连续性。

研究电离阈周围的自电离序列的各种特性,需要很高的激光单色性,因而专门的实验研究难度很大,而 MQDT 方法却提供了简单可靠的分析手段。

### 3. 组态相互作用对自电离速率和自电离光谱的影响

显然自电离速率之大小取决于碱土金属原子的两个价电子的波函数重叠的多少。两个电子通过库仑场而相互排斥并交换能量从而导致自电离,这种过程恰好是双电子复合过程<sup>[22]</sup>的逆过程,而后者是热等离子体能量损失的一种主要机制。因此,研究自电离速率除了内在的意义之外也为研究双电子复合过程提供了一条重要途径。

当序列相互作用很小时,由于束缚态的径向波函数的归一化为  $\nu^3$ ,使得自电离速率正比于  $1/\nu^3$ ,其中  $\nu$  是相对于该电离阈的自电离 Rydberg 态的有效主量子数。当收于  $3p_{1/2}$  和  $3p_{3/2}$  限的两个序列通过组态相互作用使得  $3p_{1/2}$  序列或直接自电离或通过  $3p_{3/2}$  序列间接自电离时,两条途径产生干涉而导致自电离速率偏离正常的  $1/\nu^3$  变化规律<sup>[23]</sup>。显然,在高于  $3p_{1/2}$  电离限的区域研究  $3p_{1/2}nd$  态的自电离速率要比在低于  $3p_{1/2}$  电离限的区域容易。为此,在  $3p_{1/2}$  限之上计算了有效光谱密度  $A_{3/2}^2 = (A_4 + A_5)^2 = A_{4ir}^2 +$

$A_{int}$ , 其中  $A_{dir}^2 = A_4^2 + A_5^2$ , 而  $A_{int} = 2A_4A_5$ , 代表两个通道之间的干涉项。同时,

$$A_i^2 = \sum_{\rho=1}^3 [A_i^{(\rho)}]^2$$

其中  $i = 4, 5$ , 而  $A_4$  和  $A_5$  代表第 4 和第 5 通道的光谱密度。  $A_{3n}^2$  和  $A_{dir}^2$  的波形由图 4 表示。由图 4 可知  $A_{3n}^2$  也为非对称线形, 而且这种非对称性来自于干涉项  $A_{int}$ , 即来自于收敛于同一电离限的两个通道的相互作用。若忽略这种作用而考察  $A_{dir}^2$  本身, 可以看到它将呈现对称的线形。同时也可以看到, 它仍不是标准的 Lorentz 线型。这种偏离是对束缚通道  $b$  与连续通道  $c$  之间的相互作用强度的一种量度<sup>[12]</sup>。当单一束缚通道与连续通道相互作用时, 它的光谱密度为

$$A^2 = \frac{R'_{bc} [1 + \tan^2(\pi\nu')]}{(R'_{bc})^2 + \tan^2(\pi\nu')}$$

只有当式中的耦合参数  $R'_{bc} \ll 1$  时,  $A^2$  才具有 Lorentz 线型的函数形式, 它的线形才趋近于 Lorentz 线型。这种特性可从图 5 中清楚地看到。可以看到当  $R'_{bc} \leq 0.3$  时,  $A^2$  的宽度 (FWHM)  $\Gamma = 2R'_{bc}/\pi\nu'^3$  与 Lorentz 线型的 FWHM 宽度的偏离仅为  $\sim 1\%$ , 而当

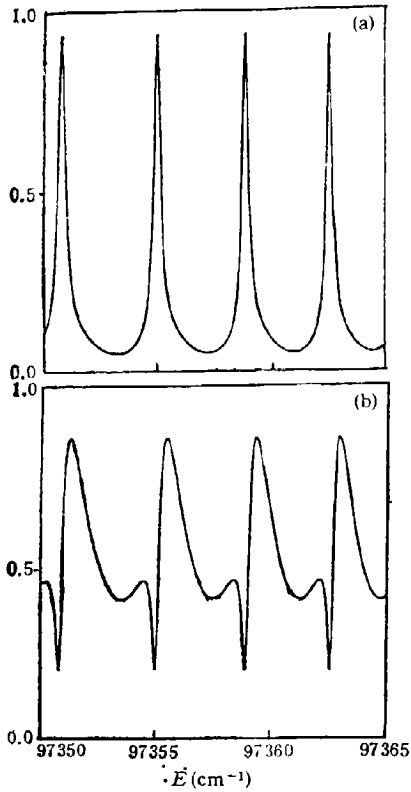


图 4 通道相互作用对于自电离态线形的影响。  
(a) 无干涉项时的  $3p_{3/2}$  序列的自电离态的线形  $A_{dir}^2$ 。  
(b) 有干涉项时  $3p_{3/2}$  序列的自电离态的线形  $A_{3n}^2$ 。

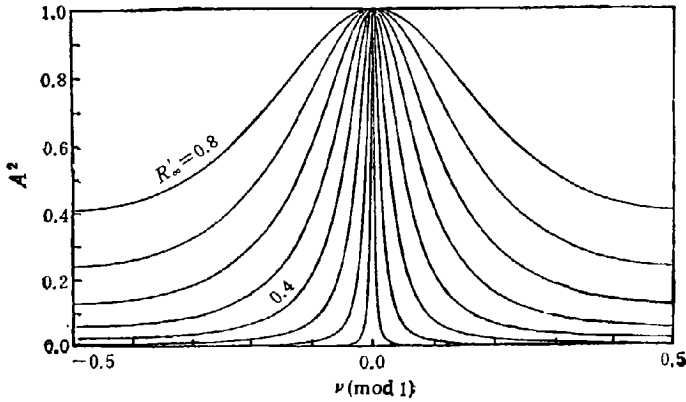


图 5 连续通道与束缚通道相互作用强度  $R'_{bc}$  对于自电离态的线形的影响。  
横轴为去掉整数部分的有效主量子数, 纵轴为光谱密度



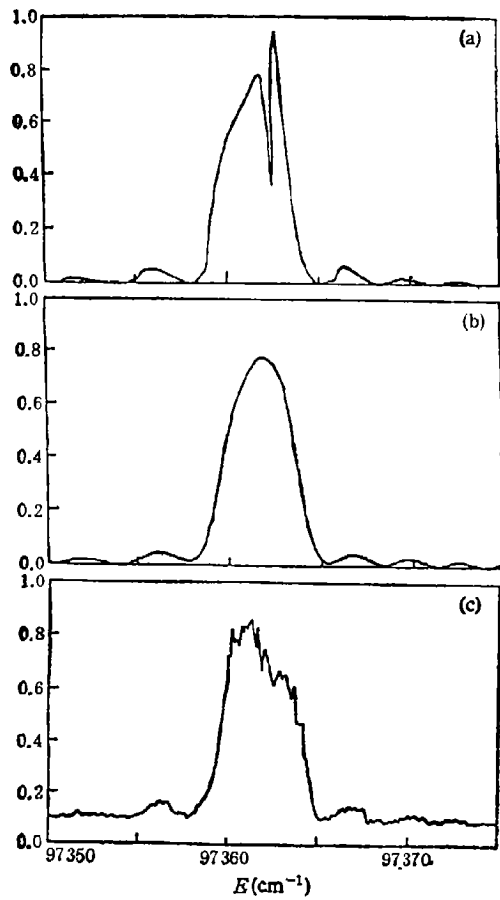


图6 Mg $3p_{1/2}$  电离限之上的  $3p_{1/2}40d$  自电离态的光谱之理论与实验结果的比较。  
 (a) 未考虑激光线宽对光谱的影响时的  $3p_{1/2}40d$  自电离光谱。(b) 考虑了激光线宽  
 为  $1.2\text{cm}^{-1}$  时的  $3p_{1/2}40d$  自电离态光谱。(c)  $3p_{1/2}40d$  自电离光谱的 实验结果<sup>[13]</sup>

$R'_{0.8} = 0.8$  时, 这种偏离却猛增至 35%。

由图 3 和图 4 可知, 在  $3p_{1/2}$  电离阈两侧能域中, 由于强烈的组态相互作用, 使得收敛于  $3p_{1/2}$  的自电离序列的光谱密度  $A_{3/2}^i$  的 FWHM 宽度无法与自电离速率直接联系起来, 因而无法给出这一重要参数的准确值, 在  $3p_{1/2}$  限以上的区域, 若忽略通道间之相互干扰而只考虑无干扰的成份  $A_{3/2}^{iir}$ , 发现它的 FWHM 宽度将按一定的规律随  $\nu$  的升高而减小。通过对于  $A_{3/2}^{iir}$  谱的 20 个峰的 FWHM 宽度进行分析得知, 它们仍然与  $\nu^{-3}$  的衰减规律有一定偏离。

由于组态相互作用强烈地扰动了各个通道, 所以自电离光谱也必然会对这有所反应。图 6 便是  $3p_{1/2}40d$  态的自电离光谱的理论和实验结果, 其中图 6(a) 是未考虑激光线宽的理论计算, 为了与实验光谱<sup>[13]</sup>相比较, 这里对图 6(a) 考虑了线宽为  $1.2\text{cm}^{-1}$  的高斯线

型对自电离光谱的影响从而得到图 6(b)。可见, 图 6(b) 和图 6(c) 基本上一致。这说明实验所测得的自电离光谱完全反映了理论上通过  $A_2^2$  的计算所体现出的强烈的通道相互作用。

总之, 本文利用 MQDT 对于  $J = 3$  的  $Mg3p_{jnd}$  自电离 Rydberg 序列之间的相互作用进行了详细描述和分析, 研究了  $Mg3p_{1/2}$  电离限附近的原子的行为特性, 获得了与实验相一致的自电离光谱的计算结果。

- [1] C. J. Dai, G. W. Schinn and T. F. Gallagher, *Phys. Rev.*, **A42** (1990), 223.
- [2] G. W. Schinn, C. J. Dai and T. F. Gallagher, *Phys. Rev.*, **A43** (1991), 2316.
- [3] M. D. Lindsay, L. T. Cai, G. W. Schinn, C. J. Dai and T. F. Gallagher, *Phys. Rev.*, **A45** (1992), 231.
- [4] M. D. Lindsay, C. J. Dai, L. T. Cai, T. F. Gallagher, F. Robicheaux, and C. H. Greene, *Phys. Rev.*, **A46** (1992), 3789.
- [5] M. J. Seaton, *Rep. Prog. Phys.*, **46** (1983), 167.
- [6] U. Fano, *Phys. Rev.*, **A2** (1970), 353.
- [7] O. C. Mullins, Y. Zhu, E. Y. Xu and T. F. Gallagher, *Phys. Rev.*, **A32** (1985), 2234.
- [8] R. R. Jones, C. J. Dai and T. F. Gallagher, *Phys. Rev.*, **A41** (1990), 316.
- [9] C. J. Dai, S. M. Jaffe and T. F. Gallagher, *J. Opt. Soc. Am.*, **B6** (1989), 1286.
- [10] M. Aymar and J. M. Lecomte, *J. Phys.*, **B22** (1989), 223.
- [11] C. M. Lee and K. T. Lu, *Phys. Rev.*, **A8** (1973), 1241.
- [12] W. E. Cooke and C. L. Cromer, *Phys. Rev.*, **A32** (1985), 2725.
- [13] W. E. Cooke, T. F. Gallagher, S. A. Edelstein and R. M. Hill, *Phys. Rev. Lett.*, **A40** (1978), 178.
- [14] A. R. Edmonds, *Angular Momentum in Quantum Mechanics*, (Princeton University Press, 1960).
- [15] K. T. Lu and U. Fano, *Phys. Rev.*, **A2** (1970), 81.
- [16] T. F. Gallagher, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4** (1987), 794.
- [17] U. Fano, *Phys. Rev.*, **B124** (1961), 1966.
- [18] U. Griesmann, N. Shen, J. P. Connerade, K. Sommer and J. Holmes, *J. Phys.*, **B21** (1988), L83.
- [19] R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*, (University of California Press, 1981).
- [20] E. A. J. M. Bent and W. Hogerworst, *Phys. Rev.*, **A36** (1987), 4081.
- [21] V. Lange, M. Aymar, U. Eichmann and W. Sandner, *J. Phys.*, **B24** (1991), 91.
- [22] K. LaGattuta and Y. Hahn, *Phys. Rev. Lett.*, **A51** (1983), 558.
- [23] F. Gounand, T. F. Gallagher, W. Sandner, K. A. Safinys and R. Kachru, *Phys. Rev.*, **A27** (1983), 1983.

## INTERACTIONS OF AUTOIONIZING SERIES

DAI CHANG-JIAN

*Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027*

(Received 24 March 1993)

### ABSTRACT

The interseries interaction of the Mg  $3pnd\ J = 3$  autoionizing Rydberg series has been studied using multichannel quantum-defect theory. Its impact on the excitation profiles and the autoionization rates has been investigated. The behaviors of the Mg atom and the continuity of the electron's wavefunction near the ionization threshold are examined. The agreement between the calculated autoionizing spectra and the experimental ones is found to be satisfactory.

**PACC:** 3280D; 3380E; 3120T