文章编号：1007－4627(2004)01－0065－05

KⅧ—TbLⅣ离子 $3s3p\ ^3P_1$—$3s^2\ ^1S_0$的自旋禁戒跃迁*

牟致栋，魏琦瑛
（中国矿业大学理学院应用物理系，江苏 徐州 221008）

摘　要：在对 KⅧ—TbLⅣ离子 $3s3p\ ^3P_1$ 能级结构的多组态相互作用理论 HXR 方法计算的基础上，分析了各种效应对等电子序列离子能级结构的影响，找出了能级沿等电子序列变化的规律性. 预测计算了 KⅧ—TbLⅣ离子 $3s3p\ ^3P_1$ 的能级. 由此进一步计算了 KⅧ—TbLⅣ离子自旋禁戒跃迁 $3s3p\ ^3P_1$—$3s^2\ ^1S_0$ 的谱线波长、振子强度和跃迁概率.

关键词：KⅧ—TbLⅣ离子；自旋禁戒跃迁；波长；振子强度和跃迁概率
中图分类号：O562.1　　**文献标识码**：A

1 引言

在纯 LS 耦合表象中，自旋-轨道相互作用很小，完全可以忽略，这时原子体系的总自旋角动量是一守恒量，因此 MgⅠ等电子序列离子的 $3s3p\ ^3P_1$三重态谱项能级到 $3s^2\ ^1S_0$ 基组态谱项能级的辐射衰变跃迁是被禁戒的. 但是，对高剥离态离子而言，由于相对论性自旋混合使得 MgⅠ等电子序列离子 $3s3p\ ^3P_1$—$3s^2\ ^1S_0$ 的自旋禁戒跃迁不但成为可能，而且沿等电子序列随着核电荷数 Z 的增加，其辐射衰变率也随着增加. 在高密度等离子体中相对于 $3s3p\ ^3P_1$ 能级的碰撞激发速率大于其辐射衰变速率，因而在实验上 MgⅠ等电子序列离子的 $3s3p\ ^3P_1$ —$3s^2\ ^1S_0$ 自旋禁戒跃迁是很难观测到的，但对低密度等离子体(例如托卡马克等离子体)中辐射衰变速率通常大于碰撞激发速率，自旋禁戒跃迁在实验上是可能观测到的[1]. 此外，由于自旋禁戒跃迁 $3s3p\ ^3P_1$—$3s^2\ ^1S_0$ 的线强度与共振跃迁 $3s3p\ ^1P_1$—$3s^2\ ^1S_0$的线强度比直接反映了等离子体中电子数密度的大小，所以在托卡马克等离子体研究中，MgⅠ等电子序列离子自旋禁戒跃迁 $3s3p\ ^3P_1$—$3s^2\ ^1S_0$ 的有关参数对等离子体的诊断探测具有十分重要的意义. 关于 $3s3p\ ^3P_1$ 的有关能级值早在 1952 年 Moore [2]对低 Z 离子进行了报道，例如，MgⅠ离子 $3s3p\ ^3P_1$—$3s^2\ ^1S_0$ 的自旋禁戒跃迁谱线 4 571 Å 是实验中观测到的强线. 1982 年，Finkenthal 等[3]报道了 SeⅩ—MoⅩⅩⅩⅠ离子 $3s3p\ ^3P_1$—$3s^2\ ^1S_0$ 的实验观测结果. Sugar 等[4]于 1986 年报道了 CuⅩⅧ离子的最新实验观测结果，1987 年又对 CuⅩⅧ离子的部分结果进行了进一步的分析报道[5]，1989 年又分析报道了包括 $3s3p\ ^3P_1$ 能级在内的许多能级的理论研究结果[6]. Seely 等[1]于 1988 年报道了ZnⅩⅨ，SnⅩⅩⅩⅠⅩ和 XeⅩLⅢ 3 个离子的最新实验观测结果，对 GeⅩⅩⅠ，SeⅩⅩⅢ和 MoⅩⅩⅩⅠ3 个离子的已有实验结果进行了修正，其实验值最大不确定度估计为 0.03 Å，同时对 Fe^{14+}—Nd^{48+} 离子 $3s3p\ ^3P_1$ —$3s^2\ ^1S_0$ 的自旋禁戒跃迁作了理论分析. 1990 年，Jupen 等[7]又报道了 KrⅩⅩⅤ和 MoⅩⅩⅩⅠ两个离子有关能级的最新实验观测结果. 2003 年，Das 等[8]报道了 NiⅩⅦ离子许多能级的计算结果. 近年来对于高剥离态等电子序列离子的各种禁戒跃迁的研究日趋活跃[9, 10]. 综上所述，本文用 HXR(Hartree-Forck plus statistical-exchange potential with relativistic corrections)方法对KⅧ—TbLⅣ离子 $3s3p\ ^3P_1$ 能级进行理论计算与分析的基础上，进一步分析了各种效应对等电子序列离子能级结构的影响，找出了能级沿等电子序列变化的规律性. 预测计算了 KⅧ—TbLⅣ离子

收稿日期：2003－09－09；修改日期：2003－11－25
* 基金项目：中国矿业大学科技基金资助项目(OK1058)
作者简介：牟致栋(1963—)，男(汉族)，甘肃秦安人，理学硕士，副教授，从事原子结构与原子光谱、原子与分子碰撞理论与应用研究.

$3s3p\ ^3P_1$的能级. 由此进一步计算了 KⅧ—TbLⅣ 离子自旋禁戒跃迁 $3s3p\ ^3P_1—3s^2\ ^1S_0$ 的谱线波长、振子强度和跃迁概率.

2 理论与方法

2.1 多组态强相互作用理论 HXR 方法概述

对 N 电子原子(离子)体系，设其电子组态为

$$[(n_1l_1)^{w_1}(n_2l_2)^{w_2}\cdots(n_il_i)^{w_i}\cdots(n_Nl_N)^{w_N}],$$
$$(N=w_1+w_2+\cdots+w_i+\cdots+w_N),$$

其中 w_i，为第 i 壳层(n_il_i)中的电子占有数. 则任一单电子径向薛定谔方程为(能量为 Rydberg)

$$\left\{-\frac{d^2}{dr^2}+\frac{l_i(l_i+1)}{r^2}+V^i(r)-\frac{\alpha^2}{4}(\varepsilon_i-V^i(r))^2+\delta_{l_i0}\frac{\alpha^2}{4}[1+\frac{\alpha^2}{4}(\varepsilon_i-V^i(r))]^{-1}\frac{dV^i(r)}{dr}\cdot\left(\frac{dP_i(r)/dr}{P_i(r)}-\frac{1}{r}\right)\right\}P_i(r)=\varepsilon_iP_i(r), \quad (1)$$

式(1)中 α 为精细结构常数，$V^i(r)$为 HX 势能函数[11]，$P_i(r)$ 为单电子径向波函数，ε_i 为相应的能量. 等式左边前 3 项为非相对论电子能量，第 4 项为质-速项，第 5 项为达尔文项. 通过自洽场方法求解方程(1)获得单电子径向 HXR 波函数.

在构造整个原子(离子)体系波函数时，体系波函数在所有可能的组态基矢空间展开，即

$$\psi=\sum_b\sum_\gamma Y_{b\gamma}\psi_{b\gamma}, \quad (2)$$

$\psi_{b\gamma}$是组态 b 的具有同一总角动量的第 γ 个谱项波函数，$Y_{b\gamma}$是展开系数，求和是对各种可能组态的具有同一总角动量的所有谱项进行的. 体系的哈密顿能量选取如下形式(原子单位)：

$$H=-\sum\left(\nabla_i^2+\frac{2Z}{r_i}\right)+\sum_{i\neq j}\frac{2}{r_{ij}}+\sum_i\xi_i(\boldsymbol{l}\cdot\boldsymbol{s}), \quad (3)$$

式(3)中包括了所有电子的动能、电子在核场中的势能、电子之间的静电相互作用能以及电子的自旋与轨道相互作用能. 系统的能量矩阵元为在(2)式所表示的波函数之间构成的能量矩阵的本征值，其形式如下：

$$H_{bb'}=E_{av}\delta_{bb'}+\sum_{ijk}[f_kF^k(l_i,l_i)+g_kG^k(l_i,l_j)]+\sum_i d_i\xi_i(l_i), \quad (4)$$

其中 l_i，l_j 为未满壳层轨道角动量量子数，E_{av}为组态平均能，F^k 和 G^k 分别为库仑直接积分和交换积分，ξ_i 为自旋与轨道相互作用积分，f_k，g_k 和 d_i 分别为相应的径向积分系数，只与径向积分有关，在本文计算中这些量均被当成可调参数处理. 而角因子则由解析运算得到.

如何获得最佳的体系波函数 ψ，来保证计算的收敛，是具体计算时需要认真考虑的问题，也是相互作用理论的一个重要课题[12,13]. 由于包含所有基矢空间的波函数在具体计算时难以实现，因此在本文计算过程中，对于强相互作用，根据组态选取规则，选取有强相互作用的重要组态，体系波函数在这些组态的基矢波函数空间展开. 在本文的计算中，体系波函数在 $3s^2$，$3s3p$，$3p^2$，$3s3d$，$3d^2$，$3p3d$，$3s4s$，$3s4f$ 和 $3s4p$ 等组态为基矢的波函数空间展开，而对于弱相互作用组态累积所导致的对 $3s3p\ ^3P_1$ 微扰作用，我们将在对能级的系统拟合计算中一并予以处理.

2.2 跃迁谱线的振子强度和跃迁概率

对于电偶极跃迁的振子强度可由下式计算[11]：

$$gf=3.037\ 6\times10^6\sigma S,$$

跃迁谱线的跃迁概率与振子强度的关系是

$$gA=0.667\ 026\sigma^2gf\ (s^{-1}),$$

σ 为谱线波数，单位为 cm^{-1}，S 是电偶极跃迁的线强度，单位是 $e^2a_0^2$.

2.3 能级沿等电子序列规律性的分析与计算

对一等电子序列离子能级的实验可观测值为 E_{exp}，其相应的多组态强相互作用 HXR 方法计算结果为 E_{HXR}，则 $\Delta E=E_{exp}-E_{HXR}$为实验可观测值与理论计算结果之差. 一般来说，ΔE 的数值反映了理论计算过程中各种效应对能级影响的准确性的考虑程度. 这些影响主要包括：(1)电子剩余相关效应的影响. 其影响随核电荷数 Z 的减小而增加，随 Z 的增大而减小. 根据 Edlen[14]的分析和我们的计算经验，这部分能量与核电荷数 Z^{-1}或更低次幂成正比关系；(2)量子电动力学(QED)效应的影响. QED 效应主要包括电子自能和真空极化效应两部分. 对高剥离态离子而言，QED 效应对能级的影响

随核电荷数的增加而增加，随着核电荷数 Z 的增加，电子相关效应的影响将不明显，而 QED 效应对能级的影响随 Z^2-Z^4 次幂变化[15]. 其它效应的影响主要有 Breit 效应和前述弱组态累积效应所导致的微扰修正. Breit 算符主要由 3 个单电子算符和 5 个两电子算符构成，其中对能级漂移产生影响的主要是 3 个单电子算符中的两个，其对等电子序列离子能级变化规律与 Z^4 成正比[16]. 至于弱组态累积的微扰修正，我们认为主要由两部分组成：一部分是这种影响对整个等电子序列能级影响大致相同的部分，这部分影响只对所有能级的整体产生影响，而不影响能级结构；另一部分是这种累积效应对不同的局部离子能级影响不同，属于弱相互作用局部效应，由于从理论上很难严格确定其与 Z 的关系，根据我们的计算经验[17,18]，唯象地确定为与 $(Z-s)^x$ 成正比，这里 $s=7$ 为一经验常数，x 为拟合参数.

综合上述分析，对 MgⅠ等电子序列离子能级的 ΔE 的变化情况表示成如下的形式：

$$\Delta E=\frac{A}{Z_c}+B+CZ_c+DZ_c^2+E(Z_c-7)^x, \quad (5)$$

其中有效电荷数 $Z_c=Z-N+1$，Z 为原子序数，N 为核外电子数. (5)式中使用 Z_c 而不是核电荷数 Z 是因为对于核外电子数较大的等电子序列，较大的 Z 值会使外推计算变得十分困难. A，B，C，D，E 和 x 为可调拟合参数，其数值由各具有实验观测结果的相应能级的 ΔE 确定. 而未知离子能级的预测计算结果 E_p 就等于其相应计算的 ΔE 加上多组态强相互作用理论 HXR 方法计算结果得到.

为了得到最佳的计算结果，引入一标准偏差 σ 来评判计算结果，即

$$\sigma=\sqrt{\frac{\sum(E_{exp}-E_p)^2}{N_c(N_c-1)}},$$

其中，E_{exp} 和 E_p 分别为实验观测值和理论预测计算值，求和是对所有实际参加拟合的离子能级进行的，N_c 为实际参加拟合的离子能级数. 通过调节(5)式中的 x 使这一标准偏差最小，以获得最佳的计算结果. 本文得到的 x 为 3.699 9，其它参数分别是 $A=9\ 114.456\ cm^{-1}$，$B=2\ 416.455\ cm^{-1}$，$C=91.728\ cm^{-1}$，$D=5.488\ 59\ cm^{-1}$，$E=0.052\ cm^{-1}$，由此得到的最小标准偏差为 $\sigma=58.79\ cm^{-1}$.

3　计算结果与讨论

表 1 的第 3 列和第 4 列分别列出了本文预测计算得到的 KⅧ—TbLⅣ离子 $3s3p\ ^3P_1$ 能级值 E_p 和实验值 E_{exp}(单位为 1 000 cm^{-1}). 计算过程中发现，包括文献[3]所给出的 MnⅩⅣ离子的能级值后，标准偏差 σ 的值会很大. 尽管文献[3]中已有该离子能级实验值的报道，但是系统的拟合计算过程中并不包含该离子的能级值，所以表 1 给出的数值为预测计算结果. 除了 MnⅩⅣ离子的 $3s3p\ ^3P_1$ 能级值与文献[3]的计算结果的偏差为 182 cm^{-1} 外，对 $3s3p\ ^3P_1$ 能级的计算结果与所有离子的已有的实验观测结果比较，偏差均不超过 60 cm^{-1}. 第 5 列为本征矢的混合情况，本文只列出了与 $3s3p\ ^3P_1$ 有较强混合的 $3s3p\ ^1P_1$ 的本征矢的混合情况. 从中可以看到，沿等电子序列随着核电荷数 Z 的增加，$3s3p\ ^1P_1$ 的比重逐渐增加，而 $3s3p\ ^3P_1$ 的比重逐渐下降. 从 TeⅩLⅠ开始出现了不规则性，以后 $3s3p\ ^3P_1$ 的比重又逐渐增加. 随着核电荷数 Z 的增加，$3p3d\ ^3P_1$，$3p3d\ ^3D_1$ 和 $3p3d\ ^1P_1$ 的比重也将会逐渐增加，这时 JJ 耦合的平均纯度会超过 LS 耦合的平均纯度，以至于无法再按 LS 耦合表象进行指认. 第 6 和第 7 列分别为本文计算的 KⅧ—TbLⅣ离子 $3s3p\ ^3P_1$—$3s^2\ ^1S_0$ 自旋禁戒跃迁的谱线波长和相应的实验观测结果(单位为 nm)，没有给出实验值的，为到目前为止还没有发现有关实验值的报道. 其中 MnⅩⅣ离子的 $3s3p\ ^3P_1$—$3s^2\ ^1S_0$ 自旋禁戒跃迁的谱线波长与文献[3]的计算结果的偏差较大，本文计算结果为 44.754 4 nm，文献[3]给出的实验结果为 44.719 nm，相差 0.036 nm (0.36 Å)，这个结果有待于实验的进一步核定. 对于 KrⅩⅩⅤ和 MoⅩⅩⅩⅠ两个离子 $3s3p\ ^3P_1$—$3s^2\ ^1S_0$ 自旋禁戒跃迁的谱线波长本文计算结果与文献[7]报道的实验观测结果一致，而 NiⅩⅧ的谱线波长与文献[8]报道的最新实验结果十分符合，其余离子的结果与文献[1]和文献[3—7]所报道的实验值都十分接近，最大不确定度估计不超过 0.005 nm. 这说明了本文所有的预测计算结果是准确的，因此，对于 CeⅩLⅦ—TbLⅣ的外推计算结果应该是可靠的. 此外，在表 1 的最后两列，还列出了 HXR 方法计算

的 $3s3p\ ^3P_1—3s^2\ ^1S_0$ 自旋禁戒跃迁的振子强度和跃迁概率. 本文所提供的数据可以作为有关实验和理论进一步研究的参考. 由于篇幅所限，本文表1中未给出 FeXV—BrXXIV 和 RbXXVI—NbXXX 共计15个离子的所有数据.

表1 KⅧ—TbLⅣ离子自旋禁戒跃迁 $3s3p\ ^3P_1—3s^2\ ^1S_0$ 的谱线波长和跃迁概率*

离子	Z	能级/(1 000 cm^{-1})			$3s3p\ ^3P_1—3s^2\ ^1S_0$			
		E_p	E_{exp}	本征矢的混合	λ/nm	λ_{exp}/nm	log(gf)	GA/s^{-1}
KⅧ	19	129.213 1	129.209	0.99 $^3P_1$—0.05 $^1P_1$	77.391 5	77.393	−3.326	5.141 ×10^6
CaⅨ	20	144.630 4	144.640	0.99 $^3P_1$—0.03 $^1P_1$	69.141 7	69.137	−3.165	9.373 ×10^6
ScⅩ	21	160.140 0	160.141	0.99 $^3P_1$—0.04 $^1P_1$	62.445 3	62.444	−3.018	1.621 ×10^7
TiⅪ	22	175.759 9	175.747	0.99 $^3P_1$—0.02 $^1P_1$	56.895 7	56.899	−2.881	2.683 ×10^7
VⅫ	23	191.506 9	191.509	0.99 $^3P_1$—0.05 $^1P_1$	52.217 4	52.216	−2.755	4.279 ×10^7
CrⅩⅢ	24	207.396 3	207.399	0.99 $^3P_1$—0.06 $^1P_1$	48.216 8	48.216	−2.636	6.605 ×10^7
MnⅩⅣ	25	223.441 3	223.624	0.99 $^3P_1$—0.07 $^1P_1$	44.754 4	44.719	−2.526	9.910 ×10^7
KrⅩⅩⅤ	36	412.310 8	412.286	0.97 $^3P_1$—0.22 $^1P_1$	24.253 5	24.255	−1.693	2.361 ×10^9
MoⅩⅩⅩⅠ	42	525.150 6	525.127	0.90 $^3P_1$—0.43 $^1P_1$	19.042 1	19.043	−1.250	2.319×10^{10}
TcⅩⅩⅩⅡ	43	544.577 4		0.89 $^3P_1$—0.44 $^1P_1$	18.362 8		−1.240	2.525×10^{10}
RuⅩⅩⅩⅢ	44	564.283 1		0.89 $^3P_1$—0.44 $^1P_1$	17.721 6		−1.231	2.741×10^{10}
RhⅩⅩⅩⅣ	45	583.939 3		0.88 $^3P_1$—0.45 $^1P_1$	17.125 0		−1.223	2.967×10^{10}
PdⅩⅩⅩⅤ	46	603.875 2		0.88 $^3P_1$—0.46 $^1P_1$	16.559 7		−1.216	3.203×10^{10}
AgⅩⅩⅩⅥ	47	623.992 6	623.986	0.88 $^3P_1$—0.46 $^1P_1$	16.025 8	16.026	−1.209	3.451×10^{10}
CdⅩⅩⅩⅦ	48	644.262 7		0.88 $^3P_1$—0.47 $^1P_1$	15.521 6		−1.203	3.710×10^{10}
InⅩⅩⅩⅧ	49	664.719 5		0.87 $^3P_1$—0.47 $^1P_1$	15.043 9		−1.198	3.982×10^{10}
SnⅩⅩⅩⅨ	50	685.344 7	685.354	0.87 $^3P_1$—0.48 $^1P_1$	14.591 2	14.591	−1.193	4.266×10^{10}
SbⅩL	51	706.156 2		0.87 $^3P_1$—0.48 $^1P_1$	14.161 1		−1.198	4.563×10^{10}
TeⅩLⅠ	52	727.146 7		0.86 $^3P_1$—0.42 $^1P_1$	13.752 3		−1.185	4.874×10^{10}
IⅩLⅡ	53	748.331 4		0.86 $^3P_1$—0.49 $^1P_1$	13.363 0		−1.181	5.201×10^{10}
XeⅩLⅢ	54	769.718 4	769.716	0.89 $^3P_1$—0.44 $^1P_1$	12.991 7	12.991	−1.240	2.525×10^{10}
CsⅩLⅣ	55	791.303 3		0.89 $^3P_1$—0.44 $^1P_1$	12.637 3		−1.231	2.741×10^{10}
BaⅩLⅤ	56	813.097 0		0.88 $^3P_1$—0.45 $^1P_1$	12.298 6		−1.223	2.967×10^{10}
LaⅩLⅥ	57	835.102 4		0.88 $^3P_1$—0.46 $^1P_1$	11.974 5		−1.216	3.203×10^{10}
CeⅩLⅦ	58	857.331 2		0.88 $^3P_1$—0.46 $^1P_1$	11.664 1		−1.209	3.451×10^{10}
PrⅩLⅧ	59	879.797 9		0.88 $^3P_1$—0.47 $^1P_1$	11.366 2		−1.203	3.710×10^{10}
NdLⅨ	60	902.513 1		0.87 $^3P_1$—0.47 $^1P_1$	11.080 1		−1.198	3.982×10^{10}
PmL	61	925.466 5		0.87 $^3P_1$—0.48 $^1P_1$	10.053		−1.193	4.266×10^{10}
SmLⅠ	62	948.692 6		0.87 $^3P_1$—0.48 $^1P_1$	10.540 8		−1.189	4.563×10^{10}
EuLⅡ	63	972.197 6		0.87 $^3P_1$—0.48 $^1P_1$	10.285 9		−1.185	4.874×10^{10}
GdLⅢ	64	995.991 7		0.86 $^3P_1$—0.49 $^1P_1$	10.040 2		−1.181	5.201×10^{10}
TbLⅣ	65	1 020.096 0		0.86 $^3P_1$—0.50 $^1P_1$	9.803 0		−1.178	5.544×10^{10}

* 本征矢的混合情况一列中第一项表示 $3s3p\ ^3P_1$，第二项表示 $3s^2\ ^1P_1$.

参 考 文 献：

[1] Seely J F, Ekberg J O, Feldman U, *et al*. Wavelengths for the $3s3p\ ^3P_1-3s^2\ ^1S_0$ Transition of the Magnesiunlike Ions Fe^{14+} through Nd^{48+}[J]. J Opt Soc Am, 1988, **B5**(3): 602.

[2] Moore C E. Atomic Energy Eevels[M]. Washington: US Government Printing Office, 1952, Ⅱ: 405—467.

[3] Finkenthal M, Hinnov E, Cohenet S, *et al*. The $3s3p\ ^3P_1-3s^2\ ^1S_0$ Magnesium Sequence Intercombination Lines from SeⅩ to MoⅩⅩⅨ Observed in the PLT Tokamak[J]. Phy Lett, 1982, **91**: 284.

[4] Sugar J, Kaufman V. Copper Spectra in a Laser-generated Plasma: Measurements and classifications of CuⅩⅡ to CuⅩⅩⅠ[J]. J Opt Soc Am, 1986, **B3**(5): 2 086.

[5] Sugar J, Kaufman V. Additions and Revisions to the Levels of Magnesiumlike CuⅩⅧ and ZnⅩⅨ [J]. J Opt Soc Am, 1987, **B5**(3): 2 011.

[6] Sugar J, Kaufman V, Indelicato G. Analysis of Magnesiumlike Spectra from CuⅩⅧ to MoⅩⅩⅪ[J]. J Opt Soc Am, 1989, **B6**: 1 437.

[7] Jupen C, Denne B, Martinson I. Transitions in Al-like, Mg-like, Na-like Kr and Mo, Observed in the JET Tokamak [J]. Physica Scripta, 1990, **41**: 669.

[8] Das R, Deb N C, Roy K. Fine-structure Energy Levels of NiⅩⅧ and Their Lifetimes[J]. Physica Scripta, 2003, **67**: 401.

[9] 袁 萍，颉录有，刘欣生. NⅡ离子禁戒跃迁几率的理论计算[J]. 原子核物理评论，2002，**19**(3)：107.

[10] 袁 萍，颉录有，张仪军. 延迟和相关效应对NⅡ离子 $2p3s-3p^3$ 的自旋禁戒跃迁几率的影响[J]. 物理学报，2003，**52**(3)：561.

[11] Cowan R D. Theory of Atomic Structure and Spectra[M]. Berkeley: University of California Press, 1981, 197—421.

[12] 董晨钟. PⅥ离子 $2p^43p$ 组态能级及 $2p^43p-2p^43s$, $3d$ 跃迁波长和振子强度的计算[J]. 物理学报，1995，**44**：524.

[13] 董晨钟，袁相津，余庚荪等. KrⅥ离子能级和振子强度的计算[J]. 光学学报，1991，**11**(6)：503.

[14] Edlen B. Comparison of Theoretical and Experimental Level Values of the $n=2$ Complex in Ions Isoelectronic with Li, Be, and F[J]. Physica Scripta, 1983, **28**: 51.

[15] Silver J D. Tests of Relativistic and Quantum Electrodynamic Effects Using Precision Spectroscopy of Medium tō High Z one and two Electron Ions[J]. Physica Scripta, 1988, **37**: 720.

[16] Safronova U I, Tolstikhina T Y, Bruch R, *et al*. Screening Theory for Transition Energies of Highly Charged Ions[J]. Physica Scripta, 1993, **47**: 364.

[17] 牟致栋，曾 勇. RhⅩⅥ—InⅩⅩ离子 $n=4$ Complex 跃迁谱线和振子强度的计算[J]. 强激光与粒子束，1996，**8**(2)：529.

[18] 牟致栋，魏琦瑛，蔡灵仓. RbⅧ—NbⅩⅡ离子 $n=4$ Complex 谱线和振子强度[J]. 光谱学与光谱分析，2002，**22**(3)：368.

Intercombination Transitions $3s3p\ ^3P_1-3s^2\ ^1S_0$ in Magnesium-like Ions through KⅧ to TbLⅣ *

MU Zhi-dong, WEI Qi-ying

(*Department of Applied Physics, College of Sciences, China University of Mining & Technology, Xu zhou* 221008, *Jiangsu, China*)

Abstract: We have calculated the energy levels of $3s3p\ ^3P_1$ for magnesium-like sequence ions from KⅧ—TbLⅣ by HXR (Hartree-Forck plus statistical-exchange potential with relativistic corrections) method. With the important effects taken into account, we have made a systematic fit for the energy levels of the ions mentioned above. We predicted here the energy levels which have not been observed in experiments for ions from KⅧ to TbLⅣ. The wavelengths, oscillator strengths and probabilities of intercombination transitions $3s3p\ ^3P_1-3s^2\ ^1S_0$ are computed too.

Key words: ions KⅧ—TbLⅣ; intercombination transition; wavelength; oscillator strengths and probabilities

* **Foundation item**: Sci-Tech Foundation of China University of Mining & Technology (OK1058)