

磁化等离子体环境对氢原子能级结构的影响*

丁丁¹⁾ 曾思良^{2)3)†} 王建国³⁾ 屈世显¹⁾

1) (陕西师范大学物理学与信息技术学院, 理论与计算物理研究所, 西安 710062)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 计算物理重点实验室, 北京 100088)

3) (北京应用物理与计算数学研究所, 高能量密度物性数据中心, 北京 100088)

(2012年9月13日收到; 2012年11月30日收到修改稿)

本文通过非微扰求解薛定谔方程, 研究了强磁场磁化的等离子体环境中的原子能级结构和辐射动力学过程. 在较宽的磁场强度范围和等离子体屏蔽参数范围内, 给出了氢原子基态以及低激发态的能级、辐射跃迁能量和振子强度等重要的原子参数, 定量地描述了强磁场和等离子体屏蔽共同作用的综合效应. 相关的结果有助于增进对极端环境下原子光谱结构的认识, 在等离子体光谱诊断和天文光谱观测方面有一定的借鉴意义.

关键词: 强磁场, CWDVR 谱方法, 能级结构, 振子强度

PACS: 32.70.Cs, 32.60.-i

DOI: 10.7498/aps.62.073201

1 引言

精确的原子参数是深入理解和分析等离子体光谱、等离子体诊断以及等离子体模拟的基础. 随着 Z 箍缩 (Z-Pinch) 等惯性约束聚变技术的发展, 人们在实验室中已经可以产生强度在 10^3 T 量级的强磁场环境. 对于如此强的磁场, 在进行原子结构计算时需要考虑微扰理论的适用性. 特别地, 对于激光等离子体, 当等离子体温度和密度梯度不处于同一方向上时, 由等离子体滋生的磁场强度甚至能高达 10^3 — 10^5 T^[1]. 预计在这些大型装置中存在的强磁场对原子的能级结构和辐射性质将产生显著的影响.

在过去的 30 余年中, 为了研究强磁场效应对原子能级结构与辐射跃迁过程的影响, 国际上先后发展了包括: Finite-Element^[2], Kantorovich^[3], Hartree-Fock^[4], Finite Basis Expansion^[5] 和 Power Series Expansion^[6,7] 等非微扰方法. 上述先进的非微扰理论方法已经开始被应用于模拟强磁场天体大气需要的原子能级结构参数^[8,9]. 但是, 这些方

法的计算通常非常繁琐, 难以快速、大规模提供应用所需的大量原子参数^[10]. 此外, 这些方法也不易推广到原子与交叉电磁场相互作用的情况^[11].

在 Z 箍缩等大型装置中, 除了强磁场环境以外, 还有复杂的等离子体环境. 等离子体环境效应对原子结构的影响是另一个重要而且复杂的问题. 20 世纪 70 年代中期以前, 主要侧重研究稀薄等离子体中, 低 Z 元素相关的原子结构问题^[8,9]. 随着惯约技术研究的进展, 70 年代末在高功率激光聚变实验中已经可以产生高温稠密等离子体状态, 并利用谱线展宽来诊断等离子体密度^[7]. 这引起了理论工作者的极大兴趣, 直接推动了各种考虑等离子体环境效应理论模型的发展^[8,9]. 近年来, 我们系统地研究了等离子体效应对原子结构、光过程以及重粒子碰撞过程的影响^[12-15].

从研究的角度来看, 等离子体的环境效应和强磁场效应对原子结构的影响, 单个问题本身便具有很强的挑战性. 同时考虑等离子体环境效应和强磁场效应的工作还不多见. 本文通过非微扰求解强磁场磁化的等离子体中的原子 Schrödinger 方程, 来研究磁化等离子体环境效应对氢原子能级结构和辐射

* 国家自然科学基金委员会与中国工程物理研究院联合基金 (NSAF 批准号: 10976016)、国家自然科学基金 (批准号: 10904006 和 11274001) 和中国工程物理研究院科学技术发展基金 (批准号: 2011B0102026 和 2011A0102007) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: siliang.zeng@gmail.com

动力学过程的影响. 相关的工作有助于人们增进对极端环境下原子光谱结构的认识, 在等离子体光谱诊断和天文光谱观测方面有一定的借鉴意义.

2 理论方法

假定磁场的方向为 z 方向, 质子质量相对于电子质量是无穷大, 忽略了电子自旋 - 磁场相互作用项. 采用原子单位, 均匀强磁场中体系非相对论哈密顿量 [16] 可以表示为:

$$H = H_0 + V_1 + V_2, \quad (1)$$

这里, $H_0 = -\frac{1}{2}\nabla^2 + V(r)$ 为不含外场的零级项. $V(r)$ 的具体形式不做特别的限制, 根据需要可以采用库仑势、自洽势以及考虑等离子体环境效应的模型势等等. 采用在等离子体物理中经常使用的 Debye-Hückel 模型 [17,18], 来模拟等离子体环境的效应 (适用于理想或弱耦合等离子体). 这里, $V(r) = -\frac{Ze^2}{r} \exp\left(-\frac{r}{D}\right)$, 其中 $D = (k_B T_e / 4\pi e^2 n_e)^{1/2}$ 为德拜屏蔽长度, T_e 和 n_e 为等离子体中电子的温度和密度, 而 k_B 则为玻尔兹曼常数. $V_1 = \frac{1}{2}\xi \hat{L}_z$ 和 $V_2 = \frac{1}{8}\xi^2 r^2 \sin^2 \theta$ 分别表示顺磁作用项和抗磁作用项. 无量纲数 $\xi = B/B_0$ 是以 $B_0 = 2.3505 \times 10^5$ T 为单位计量下的磁场强度.

鉴于强磁场中的原子体系, 无法采用分离变量的方法进行求解. 为了构造整个哈密顿 H 的矩阵元, 需要同时使用两维的波函数作为展开的基矢 (利用体系的轴对称性, 磁量子数 m 是好量子数的特性). 例如, 在能谱 (FBR) 表象下, V_1 与 H_0 都是对角矩阵. 为了构造 H 完整的矩阵元, 还需要计算矩阵元 $\langle n'l'm|V_2|nlm\rangle$. 这里实际用于展开的两维基矢是 $\sum_n \sum_l |nl\rangle$. 为了得到收敛的结果, 当磁场较强时所需基矢数目将非常可观. 对于矩阵对角化的计算而言, 所需的计算时间基本上与基矢的数目为平方标度关系. 这对于大规模计算强磁场中的原子参数而言是难以承受的.

注意到抗磁作用项 V_2 在坐标 (CR) 表象下可以表示成一对角矩阵的特性, 强磁场中总的哈密顿量在 FBR 表象中记为

$$H^{\text{FBR}} = H_0^{\text{FBR}} + V_1^{\text{FBR}} + L^+ V_2^{\text{CR}} L, \quad (2)$$

这里, L 为 FBR 表象和 CR 表象间的三维变换矩阵. 通过简单对角化 H^{FBR} 的矩阵元 (针对每个角度分波 l , 仅仅是单重积分, 大大减小了原来

直接对角化矩阵的维度), 可以方便得到体系的能量本征值和相应的波函数. 近期, 我们结合 Gauss-Legendre-Fourier 格点技术 [19,20], 发展了一套 CWDVR (Coulomb Wave Function Discrete Variable Representation) 谱方法 [21,22]. 该方法在保证精度的前提下, 可以大幅缩减三维表象变换的计算时间. 这样, 通过使用快速的表象变换代替原先费时的双重积分, 使得计算效率有了大幅的提高. 值得指出的是, 这个方法对薛定谔方程的势函数和边界条件没有特殊的要求, 具有很强的普适性. 实际上, 我们已经将该方法成功地应用于激光与原子相互作用的研究 [21,22]. 具体的计算细节, 可参考文献 [22]. 为了便于和文献中的数据相比较, 我们定义氢原子各个束缚态的结合能 E_b 为

$$E_b = \frac{1}{2}(|m| + m + 1)\xi - E, \quad (3)$$

这里 E 是直接哈密顿量对角化得到的体系的本征值. 得到体系的波函数, 可以计算所有可观测量的平均值, 例如, 偶极振子强度的表达式可写成 [23]

$$f_{ij}^{(q)} = \sqrt{16\pi/3}(E_j - E_i)|\langle j|rY_{1q}(\theta, \varphi)|i\rangle|^2, \quad (4)$$

这里, i 和 j 分别代表体系的初、末态; q 是极化矢量.

3 结果与分析

我们利用 CWDVR 谱方法来求解强磁场和德拜等离子体环境中的薛定谔方程. CWDVR 谱方法有 4 个可优化的参数 [21,22]: n, l, κ 和 η . 其中, n, l 的大小决定了整个展开基矢的数目; κ 决定了该网格所能表示最大的能量; η 的绝对值越大, 近核区的网格点的分布越密, 对于离核附近的波函数刻画得更为准确. 详细的优化方法可参见文献 [22]. 当 $\xi = 0-1.0$ 时, 相对于其它高精度计算方法而言, CWDVR 谱方法的计算效率更高. 比如, ξ 为 0.01 时, 使用很小的基组规模 ($n = 20, l = 8$) 便可得到收敛的结果. 即便是 ξ 增强到 1.0, 所需的基矢规模也仅为 ($n = 30, l = 30$).

表 1 给出了氢原子基态 $1s_0$ 的结合能 E_b 随不同磁场强度 (ζ) 和德拜半径 D 变化的数值. 其中, 第二列 ($\zeta = 0$) 代表没有磁场, 单独考虑德拜等离子体屏蔽的结果; 第二行 ($D = \infty$) 代表没有等离子体屏蔽, 单独考虑磁场的结果. 首先, 为了比较计算精度, 表 1 同时列出了多组高精度理论计算的结果. 其中, 文献 [26] 是使用 B 样条基组的计算结果; 文献 [4]

是 Hartree-Fock 的计算结果, 文献 [5] 是 Finite Basis Expansion 的计算结果, 本文的结果与其他高精度计算的结果非常好地符合. 为了节省篇幅, 本文所有的结果经过四舍五入后保留 8 位有效数字.

从表 1 可以观察到: 1) 基态结合能 E_b 随德拜屏蔽半径的减小而减小. 反映了由于等离子体环境对电子的屏蔽作用, 减小了核对电子的吸引, 从而导致能级升高和结合能的减小 [12,24]. 2) E_b 随磁场强度强度的增大而增大, 反映了强磁场对电子的约束作用 [4-6]. 所以等离子体环境的屏蔽效应和外加磁场的效应对基态结合能的作用效果是相反的. 当德拜半径 $D = 5$ 时, ζ 需达到 0.43, 基态的结合能方可回到孤立原子的数值 0.5. 值得注意的是: 单独的等离子体环境屏蔽效应 (基于 Debye-Hückel 模型) 并不破坏体系的中心场性质. 换言之, 在没有外部磁场时, 体系具有球对称性. 当原子体系加上一个均匀强磁场时, 电子受到静电作用 (具有球对称性) 和磁力 (具有轴对称性) 的共同作用使其成为一

个不可分离变量的系统. 由于两种作用的对称性不同, 实质上两者是无法完全相互抵消的. 顺便指出, 如果是附加的是一个外部的静电场, 基态能级的变化趋势与附加磁场的情形正好相反 [25].

对于库仑势, 处于相同主量子数的能级都是简并的. 考虑等离子体环境效应之后, 对于相同主量子数 n 不同轨道量子数 l 的能级解除简并. 在外加磁场的作用下, 能级发生进一步劈裂, 完全解除简并. 这是由于在外加磁场的作用下, 体系的对称性由原来的球对称转变成轴对称, 只有磁量子数 m 保持好量子数的特性所致. 在表 2 和 3 中, 分别列出了 $2p_0$ 和 $2p_{-1}$ 的结合能随着不同的 ζ 和 D 变化的结果. 由于在 (3) 式结合能的定义下, 磁量子数 $m > 0$ 量子态的结合能和 $m < 0$ 的结合能完全一致, 因此本文中只讨论 $m = 0$ 和 $m < 0$ 的情形. 与表 1 的讨论相似, 我们给出了和不同文献比较的结果, 结果表明: 我们得到的收敛的结果具有很高的计算精度. 从中依然可以观察到和表 1 中类似的规律.

表 1 $1s_0$ 基态结合能 E_b 随德拜半径 (D) 和磁场强度 (ζ) 的变化

$D/a.u.$ \ ζ	0	0.2	0.5	0.7	1.0
∞	0.50000000 0.50000000 ^{a)}	0.59038157 0.590382 ^{a)}	0.69721054 0.69721054 ^{b)}	0.75572407	0.83116890 0.83116889 ^{c)}
100	0.49007451	0.58045419	0.68727764	0.74578771	0.82122819
50	0.48029611 0.480296 ^{d)}	0.57067026	0.67747740	0.73597726	0.81140490
20	0.45181643 0.45182 ^{d)}	0.54215341	0.64885079	0.70728169	0.78262241
10	0.40705803 0.40706 ^{d)}	0.49727029	0.60359986	0.66179927	0.73684733
5	0.32680851 0.32681 ^{d)}	0.41655740	0.52154733	0.57890908	0.65289721

数据 a) 来源于文献 [4]; 数据 b) 来源于文献 [26]; 数据 c) 来源于文献 [5]; 数据 d) 来源于文献 [12].

表 2 $2p_0$ 态结合能 E_b 随德拜半径 (D) 和磁场强度 (ζ) 的变化

$D/a.u.$ \ ζ	0	0.2	0.5	0.7	1.0
∞	0.12500000 0.12500000 ^{a)}	0.14646484 0.14646484 ^{b)}	0.16241008 0.1624101 ^{a)}	0.18518404 0.18518403 ^{c)}	0.20150415
100	0.11524522	0.13670260	0.15263496	0.17538754	0.19169288
50	0.10596340	0.12739932	0.14329468	0.16598572	0.18224843
20	0.088074039 0.08074 ^{d)}	0.10203526	0.11769107	0.13998613	0.15597408
10	0.04653439 0.04654 ^{d)}	0.06732445	0.08218702	0.10322474	0.11835054

数据 a) 来源于文献 [4]; 数据 b) 来源于文献 [26]; 数据 c) 来源于文献 [5]; 数据 d) 来源于文献 [12].

表 3 $2p_{-1}$ 态结合能 E_b 随德拜半径 (D) 和磁场强度 (ζ) 的变化

$D/a.u.$	ζ	0	0.05	0.1	0.2	0.3	0.4
∞		0.12500000	0.16805819	0.20084567	0.25053910	0.28909248	0.32135478
			0.16805819	0.2008456 ^{a)}	0.2505391 ^{a)}		
100		0.11524522	0.15828960	0.19105617	0.24071858	0.27925192	0.31150016
50		0.10596340	0.14896809	0.18167454	0.23124741	0.26972267	0.30192997
20		0.08836353	0.12348495	0.15580330	0.20479900	0.24289742	0.27483755
10		0.04653439	0.08074039	0.11942302	0.1666019	0.20351525	0.23460950

数据 a) 来源于文献 [4].

对于 $m = 0$ 的量子态而言, 磁场导致的顺磁相互作用项 $V_1 = \frac{1}{2}\xi\hat{L}_z$ 的贡献为 0; 对于 m 不等于 0 的量子态, 由于顺磁相互作用对能级的影响正比于磁场强度和磁量子数 m , 因此磁场的效应明显增强. 抗磁相互作用项 $V_2 = \frac{1}{8}\xi^2 r^2 \sin^2 \theta$ 的贡献随着磁场强度的增强而增强. 图 1 列出了磁场强度 $\zeta = 0.05$ 时, $n = 3$ 的量子态的结合能 E_b 随德拜半径的倒数 ($1/D$) 的变化关系.

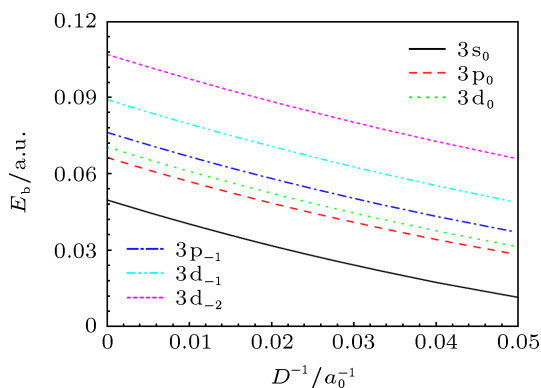


图 1 磁场强度 $\zeta = 0.05$ 时, $n = 3$ 量子态的结合能 E_b 随德拜半径倒数 ($1/D$) 的变化关系

振子强度是原子辐射动力学过程的重要物理量. 图 2 给出了磁场强度 B 分别为 1000T 和 2000T, 德拜半径 D 分别为 20a.u. 和无穷时, $1s-2p$ 和 $1s-3p$ 跃迁的振子强度随跃迁能的变化. 从中可以观察到: 在等离子体环境效应的影响下, 谱线 $1s-2p$ 和 $1s-3p$ 的跃迁均发生不同程度的红移, 其中 Lyman α 和 Lyman β 分别约红移了 0.0041a.u. 和 0.011a.u.. 在磁场的作用下, 磁量子数简并解除, 拉曼系谱线均由原来的 1 条变为 3 条. 谱线劈裂的宽度正比于磁场强度. 谱线表现出明显偏振特性.

图 3 给出了无外加磁场和磁场强度为 1000T 时, Lyman 系振子强度 ($\Delta m = 0$) 随德拜半径倒数

$1/D$ 变化的规律. Lyman 系振子强度随着主量子数的增大而迅速减小. 为了清楚起见, 在图中 $1s-3p$ 和 $1s-4p$ 的振子强度分别放大了 5 倍和 20 倍. 在图 3 中, 初、末态的磁量子数都是 0. 根据前面的分析, 由于顺磁相互作用为 0, 所以磁场的影响相对较小. 从图 3 中可以观察到, 对于 $1s-2p_0$ 和 $1s-3p_0$ 而言, 确实如此. 但是对于 $1s-4p_0$ 而言, 磁场强度为 1000 T 和无外加磁场的情况有天壤之别. 从波函数的展开系数来看, 当磁场强度达到 1000 T 时, 类氢的 $3p_0$ 的展开系数模方所占的权重为 0.99995, 而类氢的 $4p_0$ 的展开系数模方的权重仅为 0.6531. 由于外部磁场的作用, 在量子态 $4p_0$ 中混进了约 0.345 的 $4f_0$, 导致了振子强度随跃迁频率变化的规律发生了明显的变化. 这是一种非微扰效应. 因此, 即使是对于 $m = 0$ 的量子态, 磁场对里德堡态的影响是不可忽视的.

图 4 给出了磁场强度分别为 0T 和 1000 T, $1s-4p$ ($\Delta m = 0, -1, +1$) 跃迁过程的振子强度随德拜半径倒数 $1/D$ 的变化关系. 从中可观察到随着德拜屏蔽的变化, $1s-4p_{-1}$ 和 $1s-4p_{+1}$ 的振子强度变化规律基本相同. 从 (4) 式可知, 振子强度正比于跃迁能和跃迁矩阵元的模方. 表 4 列出了磁场强度 $B = 1000$ T 时, 不同的德拜半径下 $1s-4p_0$, $1s-4p_{-1}$ 和 $1s-4p_{+1}$ 对应的跃迁能以及末态 $4p$ 的展开系数. 由于篇幅所限, 表 4 中仅列出了最主要的 $4p$ 和 $4f$ 的展开系数. 从末态 $4p_{\pm 1}$ 的展开系数来看, 在不同的德拜半径下, $4p_{\pm 1}$ 的展开系数完全一样. 这意味着 $1s-4p_{-1}$ 和 $1s-4p_{+1}$ 对应的跃迁矩阵元完全一致. 从两者的跃迁能来看, $1s-4p_{+1}$ 对应的跃迁能相对较大. 因此, 可以解释图 4 中随着德拜屏蔽的变化, $1s-4p_{+1}$ 跃迁的振子强度略大于 $1s-4p_{-1}$ 跃迁的振子强度.

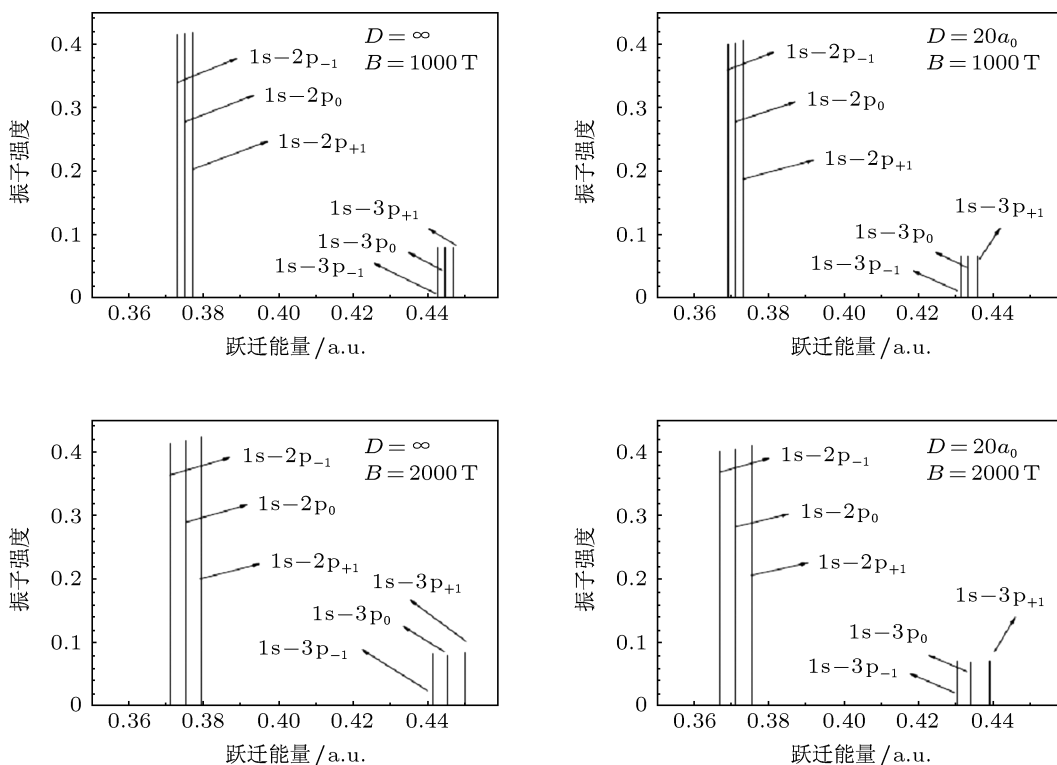


图2 磁场强度 B 分别为 1000T 和 2000T, 德拜半径分别为无穷和 $20a_0$ 时, Lyman 系振子强度随跃迁能量的变化关系

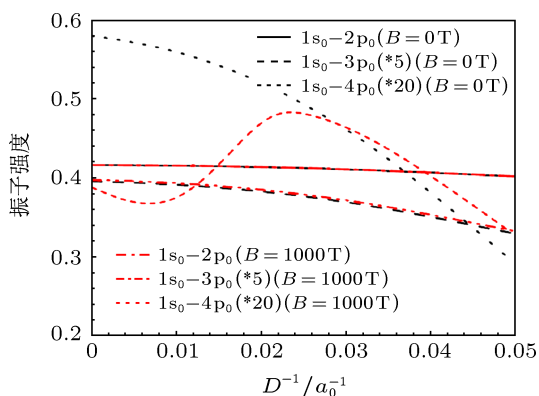


图3 Lyman 系振子强度 ($\Delta m = 0$) 随德拜屏蔽半径倒数 ($1/D$) 的变化

从图 4 还可观察到当 $1/D = 0$ 时, $1s-4p_{\pm 1}$ 的振子强度约为 0.579. 随着 $1/D$ 数值的增加, $1s-4p_{\pm 1}$ 的振子强度逐渐减小. 当 $1/D = 0.02$ 时, $1s-4p_{\pm 1}$ 振子强度降到 0.381. 随着等离子体环境屏蔽效应的增强, $1s-4p_{\pm 1}$ 振子强度渐渐增大, 当 $1/D$ 约为 0.031 时, $1s-4p_{\pm 1}$ 振子强度达到第二个拐点, 随后随着 $1/D$ 数值的持续增长而降低. 与 $1s-4p_{\pm 1}$ 的振子强度随德拜屏蔽半径倒数变化的规律不同, 当 $1/D = 0$ 时, $1s-4p_0$ 的振子强度为 0.3879. 两个拐点的位置分别位于 $1/D = 0.008$ 和 0.0236. 从未

态 $4p$ 的展开系数可以理解上述 $1s-4p$ 的振子强度随德拜屏蔽的变化关系. 当 $B = 1000$ T, 没有等离子体环境屏蔽效应时, 末态 $4p_0$ 中混进了约 0.345 的 $4f_0$; 而末态 $4p_{\pm 1}$ 中混入的 $4f_0$ 仅为 0.0601. 因此, 相对而言 $1s-4p_{\pm 1}$ 的振子强度和 $B = 0$ T 时 $1s-4p$ 的振子强度更为接近. 从表 4 中末态 $4p_0$ 和 $4p_{\pm 1}$ 的展开系数来看, $1s-4p_0$ 和 $1s-4p_{\pm 1}$ 的振子强度随德拜屏蔽半径倒数变化关系, 均和末态展开系数存在一一对应的关系. 当末态中混进 $4f$ 的成分比较少时, $1s-4p$ 的振子强度和无外磁场的情形比较接近, 反之亦然.

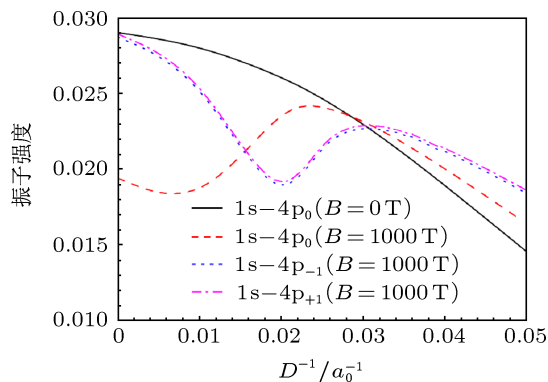


图4 $1s-4p$ 跃迁振子强度随德拜屏蔽半径倒数 ($1/D$) 的变化

表4 $B = 1000$ T, 不同德拜半径时 $1s-4p_{0,\pm 1}$ 的跃迁能和末态 $4p$ 的展开系数

D/a_0	跃迁能			跃迁能		$4p_{\pm 1}$ 展开系数	
	$1s-4p_0$	$4p_0$	$4f_0$	$1s-4p_{-1}$	$1s-4p_{+1}$	$4p_{\pm 1}$	$4f_{\pm 1}$
∞	0.4694	0.6531	0.3449	0.4677	0.4720	0.9366	0.0601
100	0.4681	0.5867	0.4129	0.4668	0.4710	0.8826	0.1137
50	0.4656	0.8899	0.1088	0.4639	0.4682	0.5789	0.4190
40	0.4637	0.9362	0.0618	0.4622	0.4664	0.8302	0.1656
30	0.4599	0.9624	0.0341	0.4584	0.4627	0.9351	0.0563
20	0.4501	0.9538	0.0328	0.4488	0.4531	0.9245	0.0145

4 结论

本文结合 Gauss-Legendre-Fourier 格点技术^[19,20], 发展了一套 CWDVR 谱方法, 用于非微扰求解强磁场磁化的德拜等离子体环境中的原子薛定谔方程. 以氢为例, 计算了磁场强度 $\xi = 0.0001-1$ 和德拜半径 $D = 5a.u.-\infty$ 的区间, 基态和低激发态的结合能、跃迁能和振子强度等重要的原子参数, 并和其它高精度方法的结果进行了比较研究; 定量地描述了等离子环境和强磁场共同作用的综合效应. 研究表明: 1) 由于等离子体环境对电子的屏蔽作用, 各个量子态的结合能 E_b 随德拜屏

蔽半径的减小而减小. 2) 由于强磁场对电子的约束作用, E_b 随磁场强度强度的增大而增大. 3) 随着等离子体屏蔽效应的增强, Lyman 线系会发生红移并降低谱线的发射强度. 4) 随着附加磁场强度的增强, 可以观察到明显的偏振特性. 5) 当磁场强度接近 1000 T 时, 对于 n 大于 3 的量子态, 非微扰效应显著. 相关的研究结果有助于增进对极端环境下原子光谱结构的认识, 在等离子体光谱诊断和天文光谱观测方面有一定的借鉴意义. 此外, 在这个参数范围内, 相对于其它高精度计算方法而言, 本文的计算方法具有相当高的计算精度和计算效率, 可以满足提供相关实验模拟所需的原子参数应用需求.

- [1] Chang T Q, Zhang J, Zhang J T 1991 *Laser Plasma Interactions and Laser Fusion* (in Chinese) [常铁强, 张均, 张家泰 1991 激光等离子体相互作用与激光聚变 (湖南科学技术出版社)]
- [2] Shertzer J 1989 *Phys. Rev. A* **39** 3833
- [3] Dimova M G, Kaschiev M S, Vinitzky S I 2005 *J. Phys. B* **38** 2337
- [4] Rösner W, Wunner G, Herold H, Ruder H 1984 *J. Phys. B* **17** 29
- [5] Wang J H, Hsue C S 1995 *Phys. Rev. A* **52** 4508
- [6] Kravchenko Y P, Liberman M A, Johansson B 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 619
- [7] Kravchenko Y P, Liberman M A, Johansson B 1996 *Phys. Rev. A* **54** 287
- [8] Mori K, Hailey C J 2002 *APJ* **564** 914
- [9] Potekhin A Y, Chabrier G 2003 *APJ* **585** 955
- [10] Braams B J 1991 *Plasma. Phys. Control. Fusion.* **33** 715
- [11] Guan X 2006 *Phys. Rev. A* **74** 023413
- [12] Qi Y Y, Wang J G, Janev R K 2009 *Phys. Rev. A* **80** 032502
- [13] Qi Y Y, Wang J G, Janev R K 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062511
- [14] Liu L, Wang J G, Janev R K 2008 *Phys. Rev. A* **77** 042712
- [15] Zeng S L, Liu L, Wang J G, Janev R K 2008 *J. Phys. B* **41** 135202
- [16] Bethe H A, Salpeter E 1977 *Quantum Mechanics of One- and Two-electron Atom* (Plenum, New York)
- [17] Murillo M S, Weisheit J C 1998 *Phys. Rep.* **302** 1
- [18] Salzman D 1998 *Atomic Physics in Hot Plasmas* (Oxford Univ. Press, Oxford)
- [19] Feit M D, Fleck J A 1983 *J. Chem. Phys.* **78** 301
- [20] Feit M D, Fleck J A, Steiger A 1982 *J. Comp. Phys.* **47** 412
- [21] Zeng S L, Zou S Y, Yan J 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 053202
- [22] Zeng S L, Zou S Y, Wang J G, Yan J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8180 (in Chinese) [曾思良, 邹士阳, 王建国, 颜君 2009 物理学报 **58** 8180]
- [23] Baye D, Hesse M, Vincke M 2008 *J. Phys. B* **41** 185002
- [24] Saha B, Mukherjee P K, Diercksen G H F 2002 *Astron. Astrophys.* **396** 337
- [25] Paul S, HoY K 2010 *Physics of Plasmas* **17** 082704
- [26] Zhao L B, Stancil P C 2007 *J. Phys. B* **40** 4347

Combined effect of plasma environment and external magnetic field on hydrogen*

Ding Ding¹⁾ Zeng Si-Liang^{2)3)†} Wang Jian-Guo³⁾ Qu Shi-Xian¹⁾

1) (Institute of theoretical & computational physics, school of physics and information technology, Shanxi Normal University, Xi'an 710062, China)

2) (Science and Technology Computation Physics Laboratory, Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

3) (Data Center for High Energy Density Physics, Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

(Received 13 September 2012; revised manuscript received 30 November 2012)

Abstract

For hydrogen atom imbedded in Debye plasmas with an external magnetic field, the combined effect on bound-bound transitions has been investigated. The electron eigenenergies and wave functions are determined by non-perturbatively solving the Schrödinger equation. Both transition frequencies and oscillator strengths are presented for a wide range of plasma screening parameters and external magnetic field strengths. With increasing the plasma screening, the shielding effects on the Lyman series are shown to be decreased in its intensity and the red-shift of its frequency. After adding an external magnetic field, atomic energy levels undergo even stronger perturbation, and the line shapes become polarized. The non-perturbative effect is significant for the quantum states ($n > 3$). Comparisons made with other theoretical calculations are shown in good agreement. The results reported here may be useful for the interpretation of spectral properties of H-like ions in laboratory and astrophysical Debye plasmas.

Keywords: strong magnetic field, CWDVR generalized pseudospectral method, energy structure, oscillator strength

PACS: 32.70.Cs, 32.60.+i

DOI: 10.7498/aps.62.073201

* Project supported by NSAF (Grant No. 10976016), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10904006, 11274001), and the Science and Technology Funds of China Academy of Engineering Physics (Grant Nos. 2011B0102026, 2011A0102007).

† Corresponding author. E-mail: siliang.zeng@gmail.com