

\bar{P} 原子的光学模型势与核极化修正*

游阳明¹⁾ 王炳章²⁾ 王吉有^{3)†}

1) (沧州师范学院物理与电子信息系, 沧州 061001)

2) (沧州师范学院机电工程系, 沧州 061001)

3) (北京工业大学应用数理学院, 北京 100022)

(2012年2月1日收到; 2012年6月7日收到修改稿)

基于 SIC- X_α 的较为严格的计算方法, 对于 Rydberg 电子态的交换参数采用自洽场模型计算核极化, 结果比文献 [15] 的计算方法要精确. 另外文献 [15] 在计算 $\bar{P}^{238}\text{U}$ 的能级跃迁时, 模型还不够完善, 存在着难以克服的弊端, 计算结果也不可能准确. 20 世纪 70 年代初, Batty 就进行强相互作用势模型的研究, 经过二十几次不断探索与改进, 在 1997—2000 年给出了光学模型势的正确形式. 对 Rydberg 电子态的交换参数采用自洽场模型计算核极化, 用以修正 Batty 光学模型势下的 $\bar{P}^{238}\text{U}$ 能级跃迁, 得到反质子原子的相应能级. 结果与实验数据相当符合. 连同 π^- , K^- , Σ^- , Ξ^- 原子的情况支持了 Batty 光学模型势在描写核子间强相互作用的正确性, 同时也表明计算核极化的方法是正确的, 为反粒子原子及奇特原子的深入研究及应用提供了理论依据.

关键词: \bar{P} 原子, Batty 模型势, Rydberg 电子, 核极化

PACS: 24.10.Ht, 31.15.ac, 31.15.em, 36.10.-k

1 引言

众所周知, 量子色动力学 (QCD) 理论是描述强相互作用的基本理论, 但到目前为止却无法在夸克层次上很好地描述强相互作用, 如核内核子间相互作用还无法完全用夸克间相互作用来描述. 光学模型势的出现为进一步研究核子间强相互作用开辟了新径. 在较为流行的几种光学模型势中, 依赖于核密度分布的 Batty 模型势更引人注目. 该模型势在 π^- 原子, \bar{P} 原子, Ξ^- 原子, K^- 原子, Σ^- 原子的研究中取得了许多令人满意的结果 [1-7]. 文献 [8] 将该光学模型势应用到 K^- 原子中, 数值求解了 Klein-Gordon 方程的 K^- 原子能级的值; 应用到 Σ^- 原子中, 数值求解了 Dirac 方程的 Σ^- 原子能级的值, 理论计算值与实验数据相当符合, 反映了 Batty 光学模型势描述强相互作用的正确性.

然而, 在上述的文献中, 大多未讨论核极化所产生的影响; 尽管也曾有人计算过核极化的修正, 但大都采用核偶极子模型的半经验方法, 无论是从方法上还是计算精度上都存在缺陷. 自 1975 年至 2000 年间核极化的计算一直采用 Ericson 与 Chen 等的思路和方法, 没有多大改观.

核极化修正值的大小关系到反粒子-原子的理论研究. 原子 Rydberg 态的研究也是当今原子物理学的前沿课题之一, 有着非常重要的学术价值和广阔的应用前景 [9]. 文献 [10—12] 将“Rydberg 电子态”的理念用到精确求解奇特原子的核极化势, 探讨其对奇特原子能级跃迁影响度. 文献 [13] 基于 SIC- X_α 较为严格的计算方法, 对于 Rydberg 电子态的交换参数采用自洽场模型, 并考虑 Rydberg 电子与原子实间的相互作用, 整个计算不包含经验参数. 用此方法计算核极化用以修正对 $\bar{P}^{238}\text{U}$ 能级跃迁, 比文献 [14—17] 经典的计算结果要精确

* 国家自然科学基金 (批准号: 10804005) 资助的课题.

† E-mail: wangjiyou@bjut.edu.cn

得多.

2 Batty 模型势

\bar{P} 在性质上与 π^- 介子有所不同, 用 \bar{P} 穿过物质的方法可以获得 \bar{P} 原子, 其中 \bar{P} 充当着重电子

的角色. \bar{P} 原子是具有自旋为 1/2 的原子体系, 需用具有多分量波函数的 Dirac 方程来描述. 若把 \bar{P} 原子的核视为点状核, 仅考虑 \bar{P} 与核子之间的库仑相互作用, 且势能函数 $V(\mathbf{r})$ 与时间无关, 则可得到定态 Dirac 方程为

$$[c(\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p}) + \beta m_{\bar{P}} c^2 + V(\mathbf{r})] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}). \quad (1)$$

表 1 \bar{P} 原子光学势参数

	MAC	MAC	MAC	MAC	SP	SP	SP	SP	SP
Reb_0/fm	2.51	± 3.27	± 2.59	3.88	± 9.0	1.57	1.28	<u>-0.9</u>	<u>-0.9</u>
	0.39	2.28	± 0.32	0.24	± 4.5	± 0.18	± 4.2		
	3.77				-0.9	-0.9	-0.3	-0.9	-0.9
	± 0.30								
Imb_0/fm	3.27	1.43	2.79	2.08	4.49	13.8	-0.46	<u>-0.9</u>	<u>-0.9</u>
	± 0.32	± 4.63	± 0.41	± 0.57	± 0.66	± 1.2	± 2.34		
	2.28				0.9	0.9	0.6	0.9	0.9
	± 0.53								
Reb_1/fm	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	-12.4				—	-0.57	-0.71		
	± 2.3					± 1.52	± 1.35		
Imb_1/fm	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	4.2				—	1.58	1.23		
	± 2.6					± 1.11	± 0.97		
ReB_0/fm	—	—	—	—	-10.4	—	—	5.14	4.94
					± 7.2	—	—	± 1.4	± 1.5
					10.7	8.63	1.07	13.38	± 0.695
					± 2.3	± 2.07	± 1.22	0.37	± 0.655
ImB_0/fm	—	—	—	—	—	-13.2	206	—	—
						± 1.3	± 145		
	—				—	—	1.25	0.85	1.13
Rec_0/fm^{-3}	—	—	—	—	—	—	-23.9	-23.6	-22.5
							± 9.9	± 9.5	± 11.3
	—				0.8	0.8	-0.1	0.8	0.8
Imc_0/fm^{-3}	—	—	—	—	—	—	12.5	13.8	13.4
							± 6.3	± 2.0	± 2.5
	—				1.9	1.9	1.7	1.9	1.9
α	—	—	—	—	<u>0.10</u>	<u>0.05</u>	<u>2.20</u>	-0.159	-0.155 \pm
								± 0.028	0.022
	—				0.23	± 0.19	-0.140	0.227	-0.210
					0.05	± 0.06	± 0.127	± 0.013	± 0.094
χ^2/F	1.28	6.35	2.79	0.86	1.19	1.12	0.99	0.87	1.07
	1.57				1.60	1.59	1.51	1.24	1.19

注: 含下划线的量在拟合过程中保持不变.

在 \bar{P} 原子中, 由于 \bar{P} 比电子 e 较重, 距核很近, 相应的库仑力不同于点状核或 \bar{P} 一直处于核外的情况. 经计算和分析, 认为考虑核的有限大小与视核为点状核两种情况所计算的结果虽不相同, 但差异甚微. 为了进一步计算和分析方便, 仍可将 \bar{P} 原子近似视为点状核来处理. 根据经典理论, 设 $eA_0 = V(\mathbf{r})$, 并令矢势 $\mathbf{A} = 0$, 其中 A_0 为四维势零分量, 于是得到所需要的库仑势表达式

$$V_C(\mathbf{r}) = eA_0 = -\frac{Ze^2}{r}, \quad (2)$$

式中, e 为电子电量, Z 为核电荷数.

按照量子理论, 在 \bar{P} 原子体系中, 波函数在核内应该不为零, \bar{P} 总有一定的概率处于核内, 这就产生了 \bar{P} 与核子之间的强相互作用. 为了描述这一强相互作用, 采用光学模型势^[18]

$$\begin{aligned} V_{\text{opt}}(\mathbf{r}) = & -\frac{2\pi}{\mu_P} \left(1 + \frac{\mu_P}{m}\right) \\ & \times \left\{ \left[b_0 + B_0 \left(\frac{\rho(\mathbf{r})}{\rho(0)} \right)^\gamma \right] \rho(\mathbf{r}) + b_1 \delta\rho(\mathbf{r}) \right\} \\ & + \frac{2\pi}{\mu_P} \left(1 + \frac{\mu_P}{m}\right)^{-1} \nabla \cdot (c_0 \rho(\mathbf{r}) \\ & + c_1 \delta\rho(\mathbf{r})) \cdot \nabla, \end{aligned} \quad (3)$$

式中, μ_P 为 \bar{P} 与原子核的约化质量; m 为核子质量; $\rho(\mathbf{r}) = \rho_n(\mathbf{r}) + \rho_p(\mathbf{r})$ 和 $\delta\rho(\mathbf{r}) = \rho_n(\mathbf{r}) - \rho_p(\mathbf{r})$ 分别是等标量和等矢量密度分布; b 和 B 为复参数, 改变 b 和 B 时, 参数 α 值保持不变, b , 和 B 的取值如表 1. 表中 MAC 和 SP 分别表示“宏观”模型和“单粒子”模型, χ^2/F 为数值计算时取用的每自由度拟合因子, b 和 B 的单位均为 fm. 由文献 [18, 19] 可知, $|c_0| \ll |c_1|$, 故有 $c_1 \approx 0$.

当 \bar{P} 与核子之间具有强相互作用时, 真空极化效应就成为重要因素, 因此也必须加以考虑. 根据文献 [8, 17], 可以认为在 \bar{P} 原子中真空极化势主要为

$$\begin{aligned} V_{\text{vac}}(\mathbf{r}) = & -\frac{e^2\alpha^2}{\pi^2} \frac{\Lambda}{r} \int_0^\infty d\mathbf{r}' \mathbf{r}' \rho(\mathbf{r}') \\ & \times \left[L_0 \left(\frac{2}{\Lambda} |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \right) - L_0 \left(\frac{2}{\Lambda} |\mathbf{r}' + \mathbf{r}'| \right) \right], \end{aligned} \quad (4)$$

式中, $\Lambda \approx 386.159$ fm 为电子的约化 Compton 波长; $L(\cdot)$ 为真空极化积分函数. 考虑到 $\rho(\mathbf{r}')$ 的球对称性以及函数 $L_0(x) = -\int dx L(x)$, 另有 (2)—(4) 式给出的势函数模型, 并取自然单位, 则相应的 Dirac

方程为

$$\begin{aligned} & [\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta m_{\bar{P}} + V_C(\mathbf{r}) \\ & + V_{\text{vac}}(\mathbf{r}) + V_{\text{opt}}(\mathbf{r})] \psi(\mathbf{r}) \\ & = E\psi(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (5)$$

3 核极化修正

\bar{P} 原子中, 一个 \bar{P} 在轨道上绕质子旋转, 类似于氢原子中一个电子绕质子旋转, $\bar{P}^{238}\text{U}$ 原子则是一个 \bar{P} 和 238 个质子组成; 对于这类原子的研究, 在理论上属于较为简单的体系, 我们可以把这类原子体系分解为两部分, 即原子实 (由原子核和核外闭壳层电子组成) 和 Rydberg 电子. 对于处在原子实势场作用下的 Rydberg 电子, 满足 Schrödinger 方程:

$$\frac{d^2 P_i}{dr^2} - \left[V(\mathbf{r}) - \varepsilon_i + \frac{l(l+1)}{r^2} \right] P_i = 0. \quad (6)$$

方程 (6) 在形式上与氢原子或类氢原子相同, 但 \bar{P} 原子本质上是多电子体系, 势函数 $V(\mathbf{r})$ 还应包括原子实内电子与 Rydberg 电子之间的相关作用以及相对论修正.

严格说来, $P_i(r)/r$ 才是径向波函数, 为方便起见, 通常把 $P_i(r)$ 也叫径向波函数. 求电子波函数的问题实质上就是求解径向波函数方程的问题.

由量子力学可知, 对于非类氢原子实际上是无法精确求出它们的径向波函数, 而只能采用种种近似方法来解径向波函数. 通常采用的是 X_α 方法, 即用自由电子气的统计平均势来迭代 Hartree-Fock 方程中的轨道交换势, 同时将所得的统计平均势乘上一个可调参数 α , 把 α 从 1 到 2/3 之间做适当调整, 可获得最优结果. 由于 Rydberg 态具有不同于一般电子状态的特殊性, 在计算方面存在着一定的困难; 又因为 X_α 方法不太适合于电荷密度较低场合, 所以对于 Rydberg 态的计算不宜采用通常的 X_α 方法来交换参数. 为此, 本文采用 Perdew 等^[20,21] 提出的电子自相互作用修正的定域密度函数 (SIC-LSD) 方法, 在 SIC-LSD 基础上, 采用 X_α 方法近似. 对于 Rydberg 电子态的交换参数采用自洽场模型 Rydberg 电子与原子实间的相互作用, 整个计算不包含经验参数. 由 SIC- X_α 的较为严格的计算方法得到的 \bar{P}

原子主线系激发态能级的计算结果非常接近实验值^[15,16].

为了把微分方程用差分方程逼近,首先要确定取结点的方式,而传统的 Numerov 方法并不适合于 Rydberg 态问题的求解. 对于 Rydberg 电子态而言,径向波函数有很多个节点,在 r 比较大的地方函数变化仍比较快,这时如果网格的间距比较大,则产生的误差太大,因此 Numerov 网格的划分方法应较适用于基态原子的计算. 对于越高的 Rydberg 态通常的 Numerov 算法造成的误差也越大,解决此问题的方法是使步长增加到一定的程度后不再继续增加,保持这一恒定值直到波函数趋于零. 改进的 Numerov 格式在第 Nb 段以后的所有段上都采用同一步长,这样能解决计算精度问题.

采用改进的 Numerov 格式^[22]不仅能够提高数值计算的精度,并能够同时保证数值解波函数(特别是 Rydberg 态波函数)和上述积分计算的可靠性.

由量子理论分析可知,原子实内电子与 Rydberg 电子之间的相关作用主要表现为原子实的极化. 由于 Rydberg 电子主要分布在远离原子实的区域,所以这里考虑的极化等效势模型在近似的意义上都是合理的. 由半经典或量子理论,我们得到有关原子实极化势 V_P , 极化势 V_P 形式

为 $V_P = -1/2\alpha E^2$, 将极化电场 $\mathbf{E} = \mathbf{r}/(r^2 + r_0^2)^{3/2}$ 代入即可得到

$$V_P = -\frac{\alpha r^2}{2(r^2 + r_0^2)^3}, \quad (7)$$

其中, r_0 为原子实最外层电子的半径, $r_0 = \langle i | r | i \rangle$, $|i\rangle$ 表示原子实最外层电子轨道; α 为偶极系数,此系数为理论计算值^[23]. 为计算更加准确,应采用 Johnson 和 Kolb^[24,25] 利用相对论随机相 (randomphase) 近似的计算结果. 而 r_0 根据定义为原子实最外层轨道的半径,可根据实际波函数进行计算. 由于原子实的极化直接影响着体系中原子核自旋指向分布偏离于平均分布的程度,因此根据 (7) 式及上述方法,计算原子实极化,进而可得到核极化势的数值. 计算 $\bar{P}^{238}\text{U}$ 能级循环跃迁相应的核极化势列于表 2^[15,16].

表 2 循环跃迁相应的核极化势

跃迁	核极化/eV (1975 年) ^[15]	核极化/eV (2011 年) ^[12]	相对误差/%
$\bar{P}\text{U}(11 \rightarrow 10)$	15 ± 8	18.23 ± 0.03	18
$\bar{P}\text{U}(12 \rightarrow 11)$	8 ± 4	11.19 ± 0.02	29
$\bar{P}\text{U}(13 \rightarrow 12)$	3 ± 2	3.83 ± 0.04	22
$\bar{P}\text{U}(14 \rightarrow 13)$	2 ± 1	2.25 ± 0.03	11
$\bar{P}\text{U}(15 \rightarrow 14)$	1 ± 0	0.76 ± 0.03	-31

表 3 计及光学势的 $\bar{P}^{238}\text{U}$ 原子 ($\Delta n = 1$) 跃迁能量

跃迁	理论计算/keV	电子屏蔽/eV	核极化/eV (1975 年) ^[15]	实验结果/keV	相对误差/%
$\bar{P}\text{U}(11 \rightarrow 10)$	368.418	-16	15 ± 8	368.446 ± 0.027	-0.0080
$\bar{P}\text{U}(12 \rightarrow 11)$	279.726	-19	8 ± 4	279.735 ± 0.018	-0.0072
$\bar{P}\text{U}(13 \rightarrow 12)$	217.519	-23	3 ± 2	217.511 ± 0.013	-0.0055
$\bar{P}\text{U}(14 \rightarrow 13)$	172.510	-29	2 ± 1	172.495 ± 0.008	-0.0070
$\bar{P}\text{U}(15 \rightarrow 14)$	139.111	-35	1 ± 0	139.068 ± 0.007	0.0065

注: 1) 计算时 $m_{\bar{P}}$ 取 938.179 MeV; 2) 表中“相对误差”为实验值与理论值之间的误差.

表 4 计及光学势的 $\bar{P}^{238}\text{U}$ 原子 ($\Delta n = 1$) 跃迁能量

跃迁	理论计算/keV	电子屏蔽/eV	核极化/eV (2011 年) ^[12]	实验结果/keV	相对误差/%
$\bar{P}\text{U}(11 \rightarrow 10)$	368.418	-16	18.2 ± 0.03	368.446 ± 0.027	-0.0070
$\bar{P}\text{U}(12 \rightarrow 11)$	279.726	-19	10.3 ± 0.02	279.735 ± 0.018	-0.0063
$\bar{P}\text{U}(13 \rightarrow 12)$	217.519	-23	3.83 ± 0.04	217.511 ± 0.013	-0.0051
$\bar{P}\text{U}(14 \rightarrow 13)$	172.510	-29	2.23 ± 0.03	172.495 ± 0.008	-0.0068
$\bar{P}\text{U}(15 \rightarrow 14)$	139.111	-35	0.76 ± 0.03	139.068 ± 0.007	0.0063

注: 1) 计算时 $m_{\bar{P}}$ 取 938.179 MeV; 2) 表中“相对误差”为实验值与理论值之间的误差.

4 \bar{P} 原子能级

当 \bar{P} 与核子之间具有强相互作用时, 真空极化效应就成为重要因素, 因此也必须加以考虑. 我们对 3PG 和 2PF 两种不同情况进行了计算, 根据二阶线性偏微分方程的差分数值解法求解了 Dirac 方程 (5) 式, 得到 $\bar{P}^{238}\text{U}$ 原子 ($\Delta n = 1$) 的循环跃迁能量见表 3, 4.

5 结果与讨论

由表 2 比较可知, 采用 Perdew 等提出的电子自相互作用修正的定域密度函数 (SIC-LSD 理论) 及 X_α 近似, 所计算的核极化数值与文献 [15, 16] 中给出的结果有所不同. 由表 4 可知, 考虑 Rydberg 电子态计算的核极化, 用来修正 $\bar{P}^{238}\text{U}$ ($\Delta n = 1$) 循环跃迁能量, 与实验结果更加符合, 相对误差最大的也只有 -0.0072% . 这说明用自洽场方法计算出原子实的电子结构, 进而得到原子实所产生的极化势, 这种方法比文献 [14, 15] 的方法要更好些. 由表 2 及图 1 对比分析可知, 1975 年 Chen 等 [15] 给出的核极化势的计算值也算得上是比较准确的, 但作者在计算 $\bar{P}^{238}\text{U}$ 的能级跃迁时, 其模型还不可能完善, 存在着难以克服的弊端, 计算结果不可能准确. 然而从 20 世纪 70 年代初就从事强相互作用势模型研究的 Batty 教授经过二十几次不断探索与改进, 终于在 1997—2000 年给出了的光学模型势的正确形式, 并经受住了理论和实验的检验, 被越来越多的人所接受和推崇.

本文采用不依赖于任何经验参数的基于 SIC- X_α 的方法, 较为精确地计算了核极化的大小, 考虑核极化修正的结果与实验数据更加符合. 从计

算结果的分析可以看出, 核极化效应对 $\bar{P}^{238}\text{U}$ 原子 ($\Delta n = 1$) 循环跃迁能量的影响是有限的, 但这个限度的计算是必要的. 我们对 $\pi^- \text{Pb}$ (介原子 mesonic atom), $\Omega^- \text{Pb}$ (超子原子 hyperon atom) 等十几个奇特原子核极化的大小逐一进行精确计算, 为检验原子核强相互作用势模型以及对奇特原子深束缚态的深入研究提供更加准确的信息.

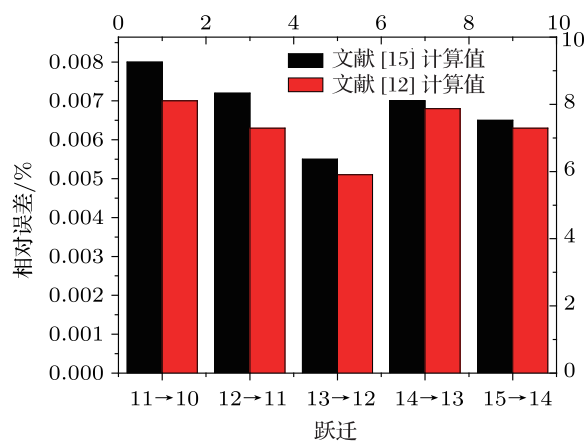


图 1 两种不同核极化修正下的 $\bar{P}^{238}\text{U}$ 能级跃迁

上述结果连同 π^- , K^- , Σ^- , Ξ^- , Ω^- 等原子的情况不仅支持了 Batty 光学模型势在描写核子间强相互作用中的正确性, 同时也证明本文对于 Rydberg 电子态的交换参数采用自洽场模型计算核极化的思路和方法是正确的, 这对于探索低能区域强相互作用的细节以及奇特原子理论研究和应用都具有一定的重要意义.

本工作在关键问题上曾得到已故著名原子核物理学家、南开大学物理学院博士生导师宁平治教授的指导, 谨此表示深切的怀念和由衷的感谢. 北京工业大学数理学院孙宝玺教授对本研究工作也给予了支持和帮助, 谨致谢意.

- [1] Friedmn E, Gal A 1980 *Nucl. Phys. A* **345** 457
- [2] Friedman E, Gal A, Batty C J 1993 *Phys. Lett. B* **208** 6
- [3] Batty C J 1995 *Nucl. Phys. A* **585** 229
- [4] Friedman E 1998 *Nucl. Phys. A* **639** 511
- [5] Noumi H 2003 *Nucl. Phys. A* **721** 995c
- [6] Toki H, Hirenzaki S, Yamazaki T, Hayano R S 1989 *Nucl. Phys. A* **501** 653
- [7] Batty C J, Friedman E, Gal A 1999 *Phys. Rev. C* **59** 295
- [8] Wang B Z, Fang M, Li J X 2010 *J. Ningxia Univ. (Nat. Sci. Ed.)*

- [9] Wiese W L 1978 *Progress in Atomic Spectroscopy Part B* (New York and London: Plenum Press) p1101
- [10] Tanaka Y, Horikawa Y 1994 *Nucl. Phys. A* **580** 291
- [11] Pershin Y V 2004 *Phys. Rev. B* **69** 085314
- [12] Wang B Z, You Y M, Wang J Y 2011 *J. Ningxia Univ. (Nat. Sci. Ed.)* **32** 30 (in Chinese) [王炳章, 游阳明, 张学龙 2011 宁夏大学学报 (自然科学版) **32** 30]

- [13] He L M, Wang B K, Jin Q Y 1994 *J. East. Chin. Univ. Sci. Tech.* **20** 390 (in Chinese) [贺黎明, 王炳奎, 金乾元 1994 华东理工大学学报 **20** 390]
- [14] Ericson T E O, Hüfner J 1972 *Nucl. Phys. B* **47** 205
- [15] Chen M Y, Asano Y, Cheng S C, Dugan G, Hu E, Lidofsky L, Patton W, Wu C S, Hughes V, Lu D 1975 *Nucl. Phys. A* **254** 413
- [16] Aguilar-Benitez M 1986 *Phys. Lett. B* **170** 1
- [17] Wayne Fullerton L, Rinker Jr G A 1976 *Phys. Rev. A* **13** 1283
- [18] Batty C J, Friedman E, Gal A 1995 *Nucl. Phys. A* **592** 487
- [19] Batty C J, Friedman E, Gal A 1997 *Phys. Reports* **287** 385
- [20] Perdew J P, Zunger A 1981 *Phys. Rev. B* **23** 5048
- [21] Cole L A, Perdew J P 1982 *Phys. Rev. A* **25** 1265
- [22] He L M, Lu H, Yang Y 2002 *Chin. J. At. Mol. Phys.* **19** 316 (in Chinese) [贺黎明, 陆慧, 杨越 2002 原子与分子物理学报 **19** 316]
- [23] Johnson W R, Kolb D, Huang G K N 1983 *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **28** 333
- [24] Migdalek J, Kim Y K 1998 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31** 1947
- [25] He L M, Yang Y, Lu H 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1385 (in Chinese) [贺黎明, 杨越, 陆慧 2003 物理学报 **52** 1385]

Optical model potential of antiproton atoms with nuclear polarization correction*

You Yang-Ming¹⁾ Wang Bing-Zhang²⁾ Wang Ji-You^{3)†}

1) (Department of Physics and Electron Information, Cangzhou Teachers' College, Cangzhou 061001, China)

2) (Department of Machine and Electric Power Engineering, Cangzhou Teachers' College, Cangzhou 061001, China)

3) (College of Applied Sciences, Beijing University of Technology, Beijing 100022, China)

(Received 1 February 2012; revised manuscript received 7 June 2012)

Abstract

According to SIC- X_α , a more rigorous calculating method, we propose a self-consistent field mode with the Rydberg exchange parameters. Using this method to calculate nuclear polarization, the result is more accurate than that given by Chen et al. Besides, when they calculated $\bar{P}^{238}\text{U}$ energy level transition, their model is likely to be imperfect and maybe has some defects that are hard to overcome. And their result is likely to be inaccurate. In the early 70s of 20th century, Batty performed the exploration of optical model potential, and after more than twenty times of exploring and improving, he finally presented a correct form of optical model potential. When a self-consistent field model for Rydberg exchange parameters is used to calculate nuclear polarization, we use this method to correct Batty's nuclear polarization under optical model potential and the $\bar{P}^{238}\text{U}$ energy level transition. We obtain the energy levels of antiproton atoms. The result is exactly the same as the experimental result. This result together with the case of π^- , K^- , Σ^- and Ξ^- atoms supports the correctness of optical model potential of Batty's description of the strong interaction between nucleons. At the same time, it also shows the correctness of the method of calculating nuclear polarization. It provides a theoretical basis for further study and application of antiparticle atoms and exotic atoms.

Keywords: antiproton atoms, optical model potential of Batty, Rydberg electrons, nuclear polarization

PACS: 24.10.Ht, 31.15.ac, 31.15.em, 36.10.-k

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10804005).

† E-mail: wangjiyou@bjut.edu.cn