我们用磁控溅射技术制备了18 nm的10层对Mo/Al多层膜。俄歇和电镜分析估计了膜层厚度和膜层结构。X光衍射进行了超晶格特性分析和光性测试。结果表明，我们的设计方案和技术方案基本是可行的。

参 考 文 献

1 B. L. Henke, *Opt. Eng.*, **25**(8), 937(1986)
2 A. M. Saxena, *Acta Cryst.*, **A33**, 807(1977)
3 K. P. Lee, *Opt. Commun.*, **37**(3), 39(1981)
4 K. P. Lee, *Opt. Commun.*, **42**(3), 195(1982)
5 T. W. Barbee, *Appl. Opt.*, **20**(17), 3027(1981)
6 P. G. Harper, *Appl. Opt.*, **26**(4), 713(1987)
7 D. Windt, *Appl. Opt.*, **27**(2), (1988)

(收稿日期：1989年11月22日)

激光场中慢电子与正电子素碰撞的单光子吸收

田之悦 许宗荣
(华西医科大学药学院，成都，610041)

One photon absorption of slow electron colliding with positronium in laser field

Tian Zhiyue, Xu Zongrong

(Huaxi Medical University, Chengdu)

Abstract: The one photon absorption of slow electron colliding with positronium in a laser field has been examined and the accurate variational scattering phase shifts have been used to calculate the free-free absorption cross section.

Key words: laser, positronium, free-free absorption cross section

正电子素(positronium, e^+e^-)在空间物理与辐射化学中具有重大的意义[1]。最近人们已经在实验室里产生正电子素负离子($e^+e^-e^-$)[2]它是一个稳定的体系，研究认为，正电子素负离子(p_s^-)可能用来产生可控制能量的正电子素(p_s)束。近年来，对正电子素进行了不少研究，如文献[3]考察了慢电子与正电子素的弹性散射。

本文研究激光场中慢电子与ps的单重态与三重态的单光子吸收过程：

$$e^- + (e^+e^-)(^1s_0) + \hbar\omega \longrightarrow e^- + (e^+e^-)(^1s_0)$$

$$e^- + (e^+e^-)(^3s_1) + \hbar\omega \longrightarrow e^- + (e^+e^-)(^3s_1)。$$

当动量为$\hbar \boldsymbol{k}_i$的自由电子经历ps产生的势场，从初态i跃迁到末态f吸收光子的截面可由下式确定：

$$d\sigma_{if} = \frac{4\pi^2 e^2}{\mu\ \omega c} |\langle\beta|\boldsymbol{p}\cdot\hat{\varepsilon}_\omega|\alpha\rangle|^2 \delta(E_f - E_i) d\alpha\, d\beta, \tag{1}$$

式中 $|\alpha\rangle$, $|\beta\rangle$ 分别为归一化的初态与末态连续波函数，相应的能量为 E_i 和 E_f, $E_i=E_{p_s}+\varepsilon_i+\hbar\omega$, $\varepsilon_i=(\hbar k_i)^2/2\mu$。$\boldsymbol{p}$ 为动量，$\hat{\varepsilon}_\omega$ 为光子偏振方向。

对入射光子的偏振方向求矩阵元的平均：

$$|\langle\beta|\boldsymbol{p}\cdot\hat{\varepsilon}_\omega|\alpha\rangle|^2=\frac{1}{3}|\langle\beta|\boldsymbol{p}|\alpha|^2 \tag{2}$$

将(2)式代入(1)式，并对末电子态求和后的截面为

$$d\sigma_i=\frac{4\pi^2e^2k_f}{3\mu\hbar\omega c}\left\{\int d\Omega_f|\langle\beta|\boldsymbol{p}|\alpha\rangle|^2\right\}d^3k_i, \tag{3}$$

由自由-自由吸收截面定义

$$\sigma^{ff}(\boldsymbol{k}_i,\ \omega)=(2\pi)^3d\sigma_i/d^3k_i=\frac{(2\pi)^5e^2k_f}{3\mu\hbar^2\omega c}\int d\Omega_f|\langle\beta|\boldsymbol{p}|\alpha\rangle|^2 \tag{4}$$

以 $\psi_k^{(\pm)}(\boldsymbol{r})$ 表示自由电子在 p_s 势场中的初态(+)和末态(−)波函数，$V(\boldsymbol{r})$ 为电子与 p_s 相互作用势，则由 Lippmann-Schwinger 方程[4]有

$$\psi_k^{(\pm)}=\varphi_k^{(\pm)}+\frac{1}{\varepsilon_k\pm i\eta-H_0}V\psi_k^{(\pm)} \tag{5}$$

式中 φ_k 为 Hamilton 为 H_0、能量为 ε_k 的平面波的本征函数。又由于[5]，则

$$\langle\beta|\boldsymbol{p}\cdot\hat{\varepsilon}_\omega|\alpha\rangle=\frac{i}{\omega}\langle\beta|\hat{\varepsilon}_\omega\cdot\nabla V|\alpha\rangle, \tag{6}$$

$$\nabla V=-\frac{1}{i\hbar}[\boldsymbol{p}H-H\boldsymbol{p}] \tag{7}$$

所以有

$$\begin{aligned}\langle\beta|\boldsymbol{p}|\alpha\rangle&=\langle\psi_k^{(-)}|\boldsymbol{p}|\psi_k^{(+)}\rangle\\&=\frac{1}{\hbar\omega}\Big\{\hbar\boldsymbol{k}_i\langle\psi_k^{(-)}|V|\varphi_k^{(+)}\rangle-\hbar\boldsymbol{k}_f\langle\varphi_k^{(-)}|V|\psi_k^{(+)}\rangle\\&\quad+\langle\psi_k^{(-)}|V\boldsymbol{p}\Big(\frac{1}{\varepsilon_i+i\eta-H_0}-\frac{1}{\varepsilon_f+i\eta-H_0}\Big)V|\psi_k^{(+)}\rangle\Big\},\end{aligned} \tag{8}$$

由散射振幅的定义

$$f(\varepsilon,\ k_i,\ k_f)=-(2\pi)^2\frac{\mu}{\hbar^2}\langle\varphi_k^{(-)}|V|\psi_k^{(+)}\rangle=-(2\pi)^2\frac{\mu}{\hbar^2}\langle\psi_k^{(-)}|V|\varphi_k^{(+)}\rangle, \tag{9}$$

则(8)式成为

$$\begin{aligned}\langle\beta|\boldsymbol{p}|\alpha\rangle=-\frac{\hbar}{(2\pi)^2\mu\omega}\Big\{&\hbar(\boldsymbol{k}_i-\boldsymbol{k}_f)f(\varepsilon,\ k_i,\ k_f)\\&+\psi_k^{(-)}V\boldsymbol{p}\Big(\frac{1}{\varepsilon_i+i\eta-H_0}-\frac{1}{\varepsilon_f+i\eta-H_0}\Big)V|\psi_k^{(+)}\Big\}\end{aligned} \tag{10}$$

考虑低能电子散射，$\hbar\omega\ll k_i^2/2$ 的情况，此时 $\varepsilon_f\approx\varepsilon_i$，因而(10)式变为

$$\langle\beta|\boldsymbol{p}|\alpha\rangle\to-\frac{\hbar^2}{(2\pi)^2\mu}\cdot\frac{(\boldsymbol{k}_i-\boldsymbol{k}_f)}{\omega}f(\varepsilon_i,\ k_i,\ k_f). \tag{11}$$

将上式在 $\bar{\varepsilon}=(\varepsilon_i+\varepsilon_f)/2$ 附近展开得

$$\langle\beta|\boldsymbol{p}|\alpha\rangle=-\frac{\hbar^2}{(2\pi)^2\mu}\left\{\left(\frac{\boldsymbol{k}_i-\boldsymbol{k}_f}{\omega}\right)f(\bar{\varepsilon},\ k_i,\ k_f)-\left(\frac{\boldsymbol{k}_i=\boldsymbol{k}_f}{2\bar{\varepsilon}}\right)f(\bar{\varepsilon},\ \boldsymbol{k}_i,\ \boldsymbol{k}_f)+O\left(\frac{\hbar\omega}{\bar{\varepsilon}}\right)^2\right\} \tag{12}$$

略去 $O\left(\frac{\hbar\omega}{\bar{\varepsilon}}\right)^2$ 同阶小量，则

$$|\langle\beta|\boldsymbol{p}|\alpha\rangle|^2=\frac{\hbar^4}{(2\pi)^4\mu^2}\left\{\frac{(\boldsymbol{k}_i-\boldsymbol{k}_f)^2}{\omega^2}f(\bar{\varepsilon},\ k_i,\ k_f)^2-\frac{(k_i^2-k_f^2)}{\omega\bar{\varepsilon}}\right.$$

$$\left.\times f(\bar{\varepsilon},\ k_i,\ k_f)^2+\frac{(\boldsymbol{k}_i+\boldsymbol{k}_f)^2}{4\bar{\varepsilon}^2}f(\bar{\varepsilon},\ k_i,\ k_f)^2\right\}, \tag{13}$$

考虑到 $(\boldsymbol{k}_i\pm\boldsymbol{k}_f)^2=2(1\pm\cos\theta)\frac{2\mu\bar{\varepsilon}}{\hbar}$，$\theta$ 为 $\boldsymbol{k}_i$ 与 $\boldsymbol{k}_f$ 间的夹角，则可得

$$|\langle\beta|\boldsymbol{p}|\alpha\rangle|^2=\frac{\hbar^2\bar{\varepsilon}}{4\pi^4\mu\omega}\left[\left(1+\frac{\hbar\ \omega^2}{4\bar{\varepsilon}^2}\right)(1-\cos\theta)f(\bar{\varepsilon},\ \cos\theta)^2+\frac{\hbar^2\omega^2}{2\bar{\varepsilon}^2}\cos\theta\cdot f(\bar{\varepsilon},\ \cos\theta)^2\right.$$

$$\left.-\frac{\hbar\omega(\varepsilon_i-\varepsilon_f)}{2\bar{\varepsilon}^2}f(\bar{\varepsilon},\ \cos\theta)^2\right], \tag{14}$$

将上式代入(4)式，整理后得自由-自由跃迁吸收截面公式为

$$\sigma^{ff}(\boldsymbol{k}_i,\ \omega)=\frac{16\pi^2\alpha}{3}\left(\frac{\hbar}{\mu}\right)^3\frac{k_f}{\omega^3}\left\{\left(1-\frac{\hbar^2\omega^2}{4\bar{\varepsilon}^2}\right)\right.$$

$$\times\sum_{l=0}(l+1)\sin^2\left[\delta_l(\bar{\varepsilon})-\delta_{l+1}(\bar{\varepsilon})\right]$$

$$+\left(\frac{\hbar\omega}{\bar{\varepsilon}}\right)^2\sum_{l=0}(2l+1)\sin^2\delta_l(\bar{\varepsilon})。 \tag{15}$$

式 α 中为精细 结构常数。此式即为本文用以计算的以分波相移 δ_l 表示的 f-f 跃迁吸收截面理论公式。

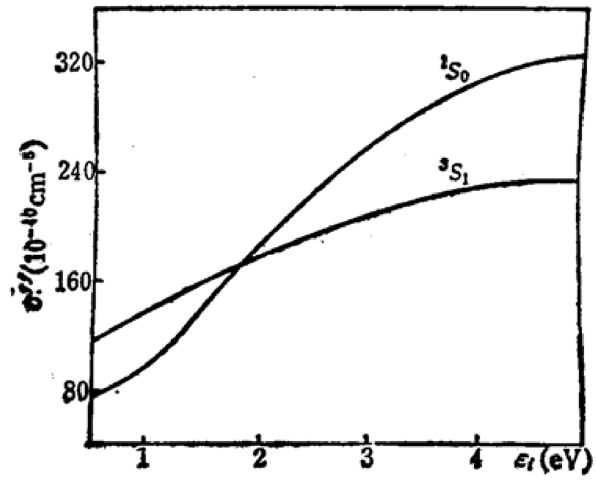

Fig. 1 Free-free absorption cross section of the electron colliding with the singlet and triplet of positronium

本文按(15)式计算了入射电子能量为 0.5～5eV，激光波长为 3.39 μm 条件下，电子为 p_s 的单重态与三重态散射的自由-自由吸收截面。由于已有准确的相移计算结果，因而分波相移取自文献[3]。本文的计算结果见图 1。与电子与原子碰撞比较，电子与 p_s 的碰撞有较大的自由-自由吸收截面，这与它有较大的动量转移截面是一致的。

参 考 文 献

1 W. F. Schmidt, *J. Chem. Phys.*, **60**, 998(1974)
2 A. P. Mills, Jr, *Phys. Rev. Lett.*, **46**, 717(1981)
3 A. K. Bhatia *et al.*, *Phys. Sev.*, **A28**, 2523(1983)

(收稿日期：1989 年 8 月 3 日)