

强场自电离中自发辐射谱的功率增宽

姚光华 徐至展¹⁾ 屈卫星

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海, 201800

1989年3月20日收到

本文在强场自电离模型中计及自电离态的光致离化衰变, 重新计算了自发辐射谱, 发现了显著的功率增宽现象. 这一结果与简单模型下的计算结果有很大差异.

PACC: 3250D; 3250F; 3280F; 3280K

一、引 言

强激光场共振激发的自电离态具有许多有趣的性质. 例如, 在理想情况下^[1,2], 光电子能谱的窄峰会随光强的增大而变窄(谱线变窄), 自电离态会趋于稳定而成为束缚态. Agarwal 等人^[3-5]发现, 如果计及向第三态的自发辐射, 自电离态将不会完全稳定, 但仍有稳定的趋势, 表现为: 自发辐射谱具有与光电子能谱类似的谱线变窄现象. 然而, 与强场自电离的开创性工作^[1,2]相似, Agarwal 等人采用的模型仍然过于简单. 他们忽略了诸如在强场下特别重要的二阶离化等衰变过程.

文献[6]至[8]讨论了自电离态的光离化等二阶离化过程对自电离态稳定性的影响. 赵力耕等人^[9]初步研究了由这种二阶离化产生的光电子能谱高阶峰. 此外, 我们也曾系统地研究了这类二阶离化过程产生的一系列相干效应, 并发现了诸如自电离态稳定性的破坏^[10]、光电子能谱的峰开关(peak-switching)效应^[11]、高能光电子发射以及连续态—连续态跃迁的影响^[12]等重要现象. 所有这些工作^[6-12]都表明, 自电离态的光离化等二阶离化过程在强场自电离中具有重要作用. 本文在 Agarwal 等人^[3-5]的模型中引入了这种二阶离化机制, 重新计算了自发辐射谱, 得到了与文献[3]至[5]有显著差别的结果. 我们发现, 二阶离化使得自发辐射谱的“谱线变窄”现象消失, 而且其双峰会随光场的增强而变宽(功率增宽). 此外, 辐射光谱的峰值也会随光强提高而减小.

二、辐射光谱的解析解

本文讨论如图1所示的强场自电离物理模型. 其中, 除 Agarwal 等人^[3-5]讨论的自电离态 $|a\rangle$ 向第三态 $|f\rangle$ 的自发辐射外, 还包括了由激光场诱导的二阶离化——自电离态向更高连续态 $|c_2\rangle$ 的光离化. 与通常的处理类似, 由于组态相互作用 W_{ac_1} 使 $|a\rangle, |c_1\rangle$ 态混合成 Fano 态 $|\omega\rangle$ ^[13], 图1(a)模型等价于图1(b), 而其运动方程在旋转波近似

1) 中国高等科学技术中心(世界实验室)理论物理分中心.

下可写成

$$i\dot{u}_b = \int D_{b\omega} u_\omega d\omega, \quad (1)$$

$$i\dot{u}_\omega - \tilde{\omega} u_\omega = D_{\omega b} u_b + \int D_{\omega c_2} u_{c_2} dE_{c_2} + \int V_{\omega\lambda} u_\lambda dE_\lambda, \quad (2)$$

$$i\dot{u}_{c_2} - \tilde{E}_{c_2} u_{c_2} = \int D_{c_2\omega} u_\omega d\omega, \quad (3)$$

$$i\dot{u}_\lambda - \tilde{E}_\lambda u_\lambda = V_{\lambda\omega} u_\omega d\omega. \quad (4)$$

其中 D 为激光场与原子的偶极相互作用, V 为原子与真空场的相互作用, $|\lambda\rangle$ 为发射一个能量为 E_λ 的光子状态, $|\lambda\rangle = |f\rangle|n-1\rangle|\lambda\rangle$, $|\omega\rangle = |\omega\rangle|n-1\rangle|\lambda\rangle$, $|b\rangle = |b\rangle|n\rangle|0\rangle$ 以及 $|c_2\rangle = |c_2\rangle|n-2\rangle|0\rangle$ 为原子加光场系统的状态, $\tilde{\omega}$, \tilde{E}_{c_2} 和 \tilde{E}_λ 为其对应的能量.

类似文献[10], 将时间 t 延拓到 $(-\infty, \infty)$, 即以 $\dot{u}_b - \delta(t)$ 代替(2)式中的 \dot{u}_b , 并作如下 Fourier 变换:

$$u(t) = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} U(z) e^{-izt} dz, \quad (5)$$

$$i\delta(t) = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-izt} dz. \quad (6)$$

方程(1)–(4)变为

$$zU_b(z) - 1 = \int D_{b\omega} U_\omega(z) d\omega, \quad (7)$$

$$(z - \tilde{\omega})U_\omega(z) = D_{\omega b} U_b(z) +$$

$$\int D_{\omega c_2} U_{c_2}(z) dE_{c_2} + \int V_{\omega\lambda} U_\lambda(z) dE_\lambda, \quad (8)$$

$$(z - \tilde{E}_{c_2})U_{c_2}(z) = \int D_{c_2\omega} U_\omega(z) d\omega, \quad (9)$$

$$(z - \tilde{E}_\lambda)U_\lambda(z) = \int D_{\lambda\omega} U_\omega(z) d\omega. \quad (10)$$

其中与 Fano 态 $|\omega\rangle$ 有关的各矩阵元分别为^[1,3,10]

$$D_{b\omega} = e^{i\phi} D_{bc_2} \frac{\varepsilon(\omega) + q}{\varepsilon(\omega) - i}, \quad (11)$$

$$D_{c_2\omega} = e^{i\phi} \frac{D_{c_2\omega}}{\pi W_{ac_2}} \cdot \frac{1}{\varepsilon(\omega) - i}, \quad (12)$$

$$V_{\lambda\omega} = e^{i\phi} \frac{V_{\lambda\omega}}{\pi W_{ac_2}} \cdot \frac{1}{\varepsilon(\omega) - i}. \quad (13)$$

上式中 $\varepsilon(\omega) = \frac{\omega - E_a}{\gamma_0}$, 将(9)和(10)式代入(8)式就得到 $U_\omega(z)$ 满足的积分方程. 由于其影响函数核可分解, 故该方程可严格求解^[13]. 最后, 类似文献[10]的处理, 可导出各态几率的严格表达式. 在长时间极限的情况下, 光子能谱为

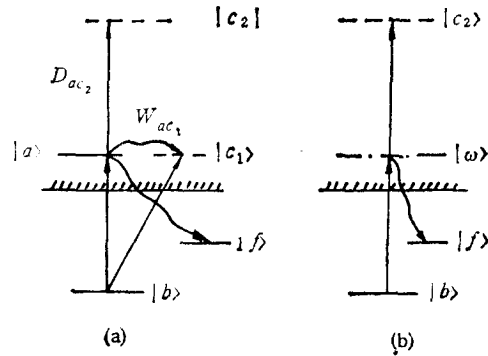


图 1 强场自电离模型 (b) 是引入 Fano 态后的能级跃迁图

$$S_p(\varepsilon_\lambda) = \pi\gamma_0 |u_\lambda(z = \infty)|^2 = \frac{\gamma_i I (q^2 + 1)}{|P(\varepsilon_\lambda)|^2}, \quad (14)$$

$$P(z) = z^2 + z[\delta + i(1 + \gamma + I)] + i[2qI + (1 + \gamma)\delta] - (q^2 + \gamma)I. \quad (15)$$

其中 $\gamma_0 = \pi |W_{ac_1}|^2$ 为自电离速率, q 为 Fano 参量^[4], $\varepsilon_\lambda = (\tilde{E}_\lambda - \tilde{E}_a)/\gamma_0$ 为自发辐射光子的能量, $\gamma_i = \pi |V_{a\lambda}|^2/\gamma_0$ 为无量纲自发辐射速率, $\gamma = \gamma_i + \gamma_a$ 为总衰减速率, $\gamma_a = \pi |D_{ac_2}|^2/\gamma_0$ 为自电离态的光离化速率, $I = |D_{bc_1}|^2/|W_{ac_1}|^2$ 为无量纲光强, $\delta = (\tilde{E}_a - \tilde{E}_b)/\gamma_0$ 为失谐量。

三、数值结果与讨论

不难验证, 在忽略 $a-c_2$ 跃迁, 即 $\gamma_a = 0$ 的极限情况下, (14)和(15)式可过渡到 Agarwal 等人^[3]的结果. 事实上, (15)式在形式上与文献[3]的对应结果完全一致, 唯一的差别在于原来的自发辐射速率 γ_i 由总衰变速率 $\gamma = \gamma_i + \gamma_a$ 代替. 下面将看到, 正是这一差别使得自发辐射谱对光强的依赖关系与 Agarwal 等人的结果^[3]有很大不同.

与文献[6—8, 10—12]的处理类似, 为便于计算, 引入参量

$$\alpha = |D_{ac_2}|^2/|D_{bc_1}|^2. \quad (16)$$

正如上述文献所指出的, 一般情况下, α 的量级为 1. 因此, 在强激光场下, 二阶离化速率 $\gamma_a = \alpha I$ 对总衰变速率 $\gamma = \gamma_i + \gamma_a$ 有重要贡献, 它使辐射光谱发生显著改变.

为了与 Agarwal 等人^[3]的理论进行比较, 图 2 示出了 $\alpha = 0$, 即忽略二阶离化情况下光子能谱随光强的变化. 图中参数选用文献[1]的典型值: $q = 1, \delta = -1$ 和 $\gamma_i = 0.1$.

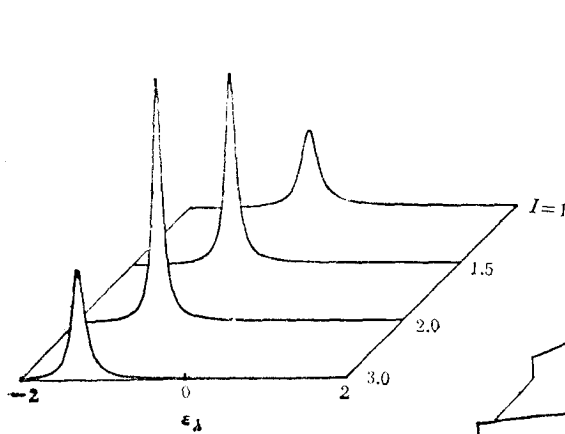


图 2 略去 $a-c_2$ 跃迁 ($\alpha = 0$) 时的辐射光谱 $q = 1; \delta = -1; \gamma_i = 0.1$

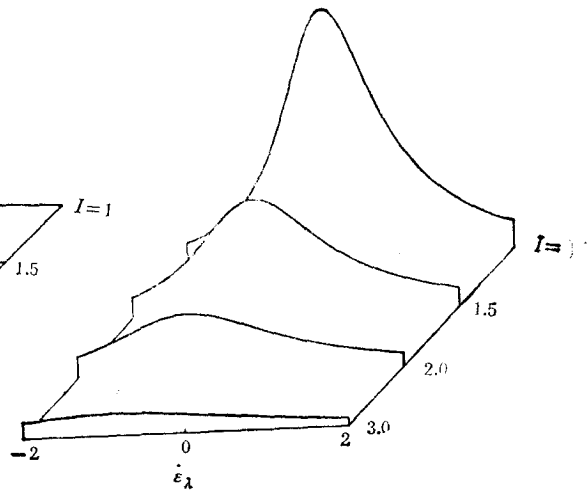


图 3 计及 $a-c_2$ 跃迁 ($\alpha = 1$) 后的辐射光谱
参数同图 2; 定标为图 2 的 1/100

$q = 1$ 对应于强反对称情况, 因此, 自发辐射谱呈单峰结构, 这与普通束缚态之间的 Rabi 振荡有很大不同. 值得注意的是, 在“相干集结” (confluence of Coherences)

点^[1,3-8] $I = 1 - \delta/q = 2$ 处, 光子能谱的谱线变窄, 峰值增高. 与光电子能谱的对应现象^[1,2,4]一样, 这些现象反映了光强 $I = 2$ 附近自电离态的稳定性.

图 3 就 $\alpha = 1$, 即计及 $a - c_2$ 跃迁的情况重新计算了辐射光谱, 其余参数与图 2 相同, 光谱强度的尺度定标为图 2 的 $1/100$. 容易看出, 随光强提高, 辐射光谱的峰值单调递减, 谱线不断增宽(功率增宽), 而原有的谱线变窄和峰值增高效应完全被破坏. 此外, 注意到图 3 与图 2 不同的定标, 还可看出, 二阶离化的存在使得自发辐射强度受到很大的削弱. 考虑到自发辐射速率 γ_s 是一常数, 而自电离态的光离化速率 $\gamma_a = \alpha I$ 正比于光强, 就不难理解以上的功率依赖关系.

图 4 和图 5 表示弱反对称 ($q = 10$) 情况下的辐射光谱. 其中图 4 为 Agarwal 等

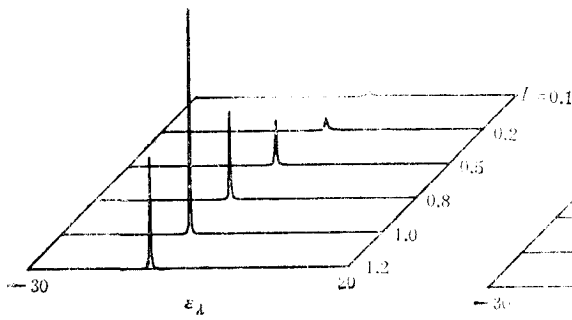


图 4 $\alpha = 0$ 时的辐射光谱
 $q = 0; \delta = 0; \gamma_s = 0.1$

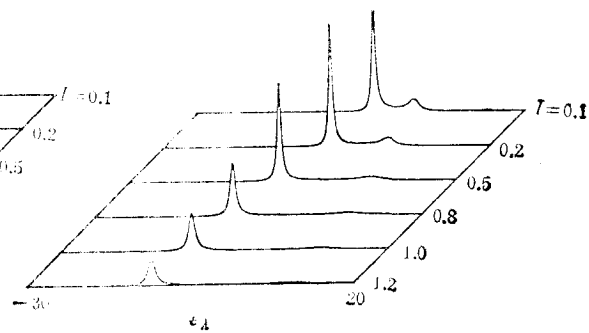


图 5 $\alpha = 1$ 时的辐射光谱参数同
图 4; 定标为图 4 的 $1/100$

人^[3]的结果, 在“集结点” $I = 1 - \delta/q = 1$ 处仍可见到尖锐的单峰和较为显著的谱线变窄. 图 5 为我们再次就 $\alpha = 1$ 的情况重新计算的结果, 注意其定标为图 4 的 $1/20$. 与图 4 比较, 再一次看到谱线的功率增宽和峰值的递减现象. 此外, 弱反对称情况下的不等高双峰结构以及 Autler-Townner 效应在图 5 中也清晰可见, 这显然是由于图 5 较小的定标以及窄峰削弱后与宽峰的相对尺度较为接近的缘故.

综上所述, 计及自电离态的光致离化衰变后的辐射光谱与 Agarwal 等人在简单模型下的计算结果有很大的差异, 表现为: (1)原有的谱线变窄现象消失, 辐射光谱具有显著的功率增宽; (2)自发辐射受到很大的抑制; (3)辐射光谱的峰值随光强增强而单调递减. 这些结果表明, 在强场下, 二阶离化对自发辐射谱有重要影响.

- [1] K. Rzazewski and J. H. Eberly, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 408.
- [2] P. Lambropoulos and P. Zoller, *Phys. Rev.*, **A24**(1981), 379.
- [3] G. S. Agarwal et al., *Phys. Rev.*, **A26**(1982), 2277.
- [4] G. S. Agarwal et al., *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 1164.
- [5] G. S. Agarwal et al., *Phys. Rev.*, **A29**(1984), 2552.
- [6] A. I. Andryushin et al., *Opt. Commun.*, **49**(1984), 120.
- [7] A. I. Andryushin and A. E. Kazakov, *J. Phys. B.* **18**(1985), 1501.
- [8] V. A. Pazdzersky and A. B. Voitkiv, *J. Phys. B.* **18**(1985), 1495.

- [9] 赵力耕、徐至展,物理学报,**36**(1987),467.
[10] 姚关华、徐至展,物理学报,**37**(1988),1760.
[11] 姚关华、徐至展,物理学报,**38**(1989),864.
[12] Guanhua Yao and Zhizhan Xu, *J. Phys. B*, **22**(1989), 211.
[13] K. Rzazewski and J. H. Eberly, *Phys. Rev.*, **A27**(1983), 2026.
[14] U. Fano, *Phys. Rev.*, **124**(1961), 1866.

POWER BROADENING OF PHOTOEMISSION SPECTRA IN STRONG FIELD AUTOIONIZATION

YAO GUAN-HUA XU ZHI-ZHAN QU WEI-XING

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai, 201800

(Received 20 March 1989)

ABSTRACT

Photoionizing decay of the autoionizing state is taken into account in the model of strong laser field induced autoionization. Photoemission spectra are recalculated and significant power broadening of these spectra is found, which is in contrast with previous predictions using simpler model.

PACC: 3280D; 3250F; 3280F; 3280K