

强脉冲激光照射 HCD 灯阴极 产生的非共振光电效应

殷立峰 胡企铨 舒海珍 林福成
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

对强脉冲激光照射空阴极放电(HCD)灯阴极产生的非共振光电效应信号的瞬态波形和各种特性进行了实验研究和理论分析。结果表明,这一现象起因于放电灯阴极在强激光照射下的多光子光电发射,因而利用这一效应可以进行多光子光电效应的研究和测量某些放电等离子体参数。利用这一效应并能为解释脉冲光电效应的机理提供有力的实验证据。

利用强脉冲激光照射空阴极放电(HCD)灯阴极时,将在放电回路中产生一个电脉冲信号。由于这一信号的产生在一定范围内与激光波长无关,并且明显是激光照射阴极材料产生的,因此是一种非共振光电效应信号(PES)。过去在脉冲光电流效应的研究中已经有人观察到这一现象^[1],有证据表明这一现象似乎起因于HCD灯阴极的光电发射,但还没有人对此进行过认真的研究。

本文报道了对这一现象进行的实验研究和理论分析,并认为,这种非共振PES是起源于HCD灯阴极在强激光照射下产生的多光子光电效应,并给出了这一现象的定量表达式。

一、实验装置和测量方法

图1画出了实验装置示意图。激励激光器采用调Q倍频的YAG激光器和用它泵浦的

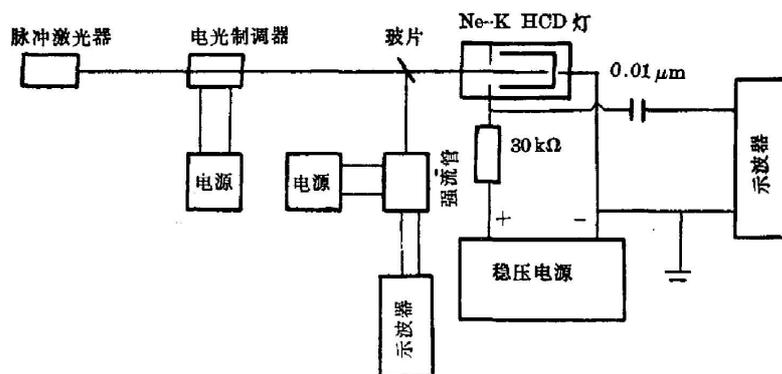


图1 进行非共振脉冲 PES 测量的装置图

Fig 1. Experimental setup for measuring the pulse nonresonant PES

脉冲染料激光器二种。YAG 激光器倍频输出的峰值功率可达 1 MW, 波长是 5320 \AA , 线宽为 0.05 \AA , 脉冲半宽度为 10 ns 。染料激光器的波长范围是 $5650 \sim 6200 \text{ \AA}$, 峰值功率为百 kW。为了提高测量的精度, 采用电光调制器控制激光输出功率, 功率的测量采用了强流管以避免光斑移动引起的误差。非共振 PES 的瞬态波形和峰值是利用宽带脉冲示波器观测的。HCD 灯是上海电光器件厂出品的 Ne-K 和 Ne-Cu 灯等, 其中充的缓冲气体是 5 托左右的 Ne。整个实验装置是在过去测量钨光电流谱装置的基础上^[2]改进的。

二、实验结果

1. 瞬态波形

用 5320 \AA 激光和 $5650 \sim 6150 \text{ \AA}$ 范围内调谐的激光照射 Ne-K HCD 灯产生的非共振 PES 瞬态波形显示在图 2 中。瞬态波形的上升时间约为 $1 \mu\text{s}$, 然后以近指数衰减的形式下降。在激光照射下, 其它各种阴极材料的 HCD 灯产生的非共振 PES 瞬态波形具有与图 2 完全相同的特征, 只是不同阴极材料产生的 PES 峰值相差很大, 甚至可达 2~3 个数量级之差。图 2 所示的非共振 PES 瞬态波形与 Ne $2p-j$ 能态 (非亚稳态跃迁) 和 Nd 原子跃迁的共振激光激励脉冲光电流信号瞬态波形具有完全相同的特征^[2]。

在不放电的情况下, 在放电管阴阳极间加上 $\sim 100 \text{ V}$ 的电压, 用 5320 \AA 和 $5650 \sim 6200 \text{ \AA}$ 脉冲激光照射, 也获得了非共振 PES 信号, 信号瞬态波形特征与图 2 类似。在 Ne-K HCD 灯情况, 甚至在 HCD 灯不加电压而联接的情况, 激光照射也能引起非共振 PES 信号。

利用二端通孔的自制 HCD 灯 (有效阴极长度为 120 mm , 空阴极孔截面为 $\phi 4 \text{ mm}$ 圆孔和 $3 \times 7 \text{ mm}^2$ 矩形孔二种) 进行测量的结果表明, 当激光穿过放电区而未照射阴极时, 只能观察到共振的光电流谱信号, 而不能观察到非共振的 PES, 在入射激光直接照射阴极时, 非共振的 PES 也出现了。利用这二种自制 HCD 灯, 在某些特定的放电条件下, 可以观察到如图 3 所示的非共振 PES 瞬态波形。它具有独特的类似阻尼振荡的特征, 其振荡周期常数也在 μs 数量级。有趣的是, 在同样的放电条件下, 观察到的 Ne 和 Kr 的共振光电流谱信号瞬态波形与图 3 所示的波形结构几乎完全一样。有人曾用能级参数及速率方程理论来解释这种共振光电流谱信号瞬态波形的出现。实验表明, 这种瞬态波形的起因与能级跃迁无关, 也与图 2 所示波形的起因不同。对这一现象的研究目前正在进行中。

2. PES 峰值与入射激光功率的关系

在同样入射激光功率下, 不同阴极的 HCD 灯在同样放电条件下产生的非共振 PES 峰值是不相同的。按讯号峰值排列的关系由大到小如下: (1) Ne-Na、Ne-K; (2) Ne-Ba、Ne-Ca、Ne-Mg; (3) Ne-Cu; (4) Ne-Zn、Ne-Au。每一级间相差 0.5~1 数量级。

用 Ne-K 和 Ne-Cu HCD 灯测定了非共振脉冲 PES 峰值与入射激光 (5320 \AA) 功率之

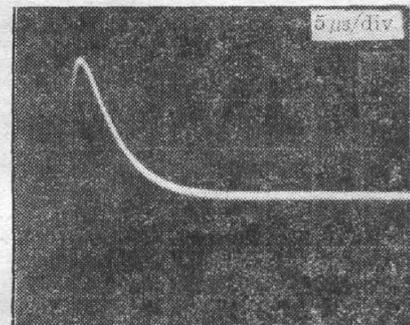
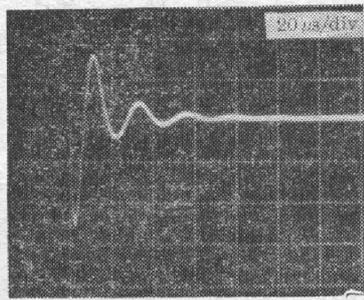
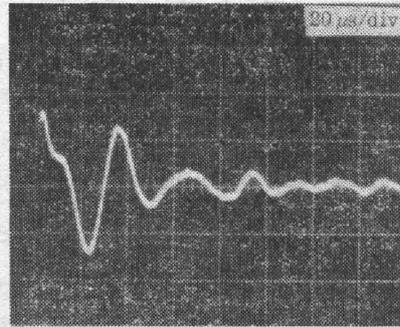


图 2 非共振脉冲 PES 瞬态波形 (时标 $5 \mu\text{s}/\text{div}$)

Fig. 2 Nonresonant PES signal. (The scales is $5 \mu\text{s}/\text{div}$)



(a)



(b)

图 3 自制 HCD 灯中得到的非共振 PES 瞬态波形

Fig. 3 Nonresonant PES signal in HCD made by ourself

(a) a round hole cathode; (b) a rectangle hole cathode

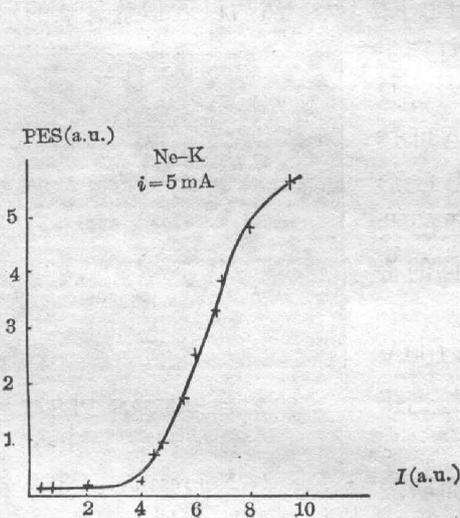


图 4 用 Ne-K HCD 灯测定的非共振 PES 峰值与入射激光关系

Fig. 4 The nonresonant PES signal vs irradiated laser intensity in Ne-K HCD

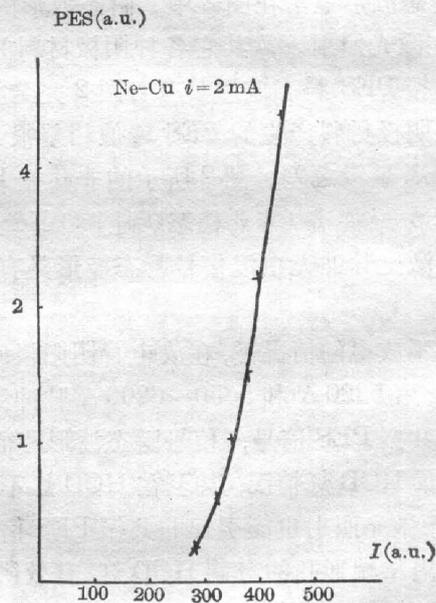


图 5 用 Ne-Cu HCD 灯测定的非共振 PES 峰值与入射激光功率关系

Fig. 5 The nonresonant PES signal vs irradiated laser intensity in Ne-Cu HCD

间的关系。图 4 和图 5 分别是 Ne-K 和 Ne-Cu 的测量结果。在入射激光功率较小时, 图 4 基本上是平方抛物线, 在激光功率变大时, 信号可高达十几伏, 变化渐趋缓慢。图 5 是一个方次大于 2 的抛物线。

3. PES 峰值与放电电流的关系

在激光功率保持不变的条件下, 变化 Ne-K HCD 灯的工作电流 (4~15mA), 观测非共振脉冲 PES 峰值的变化。观测结果表明, 在上述放电电流变化范围内, 仅观测到微量的信号峰值增加, 在实验的观测精度内, 可以认为信号峰值基本上不随放电电流变化。

三、结果分析

1. 多光子光电效应

由于非共振 PES 的出现明显地与激光是否照射阴极有关,而在一定波长范围内与入射激光波长无关,并且在 HCD 灯不放电的条件下(此时管内不存在金属原子蒸气,而 Ne 原子都处于基态,因而 Ne 多光子电离几率几乎为零)仍然能够产生这一现象,因而我们认为这一现象的产生是起因于激光照射阴极产生的光电效应。我们实验中所涉及的阴极材料功函数(K: 2.39 eV, Cu: 4.54 eV, Au: 5.1eV)^[3]都高于入射光子的能量,因此实验观测到的是强激光照射阴极产生的多光子光电效应。当强激光脉冲照射阴极时,有^[4]:

$$Q_e' \propto \alpha I^n(t'), \quad (1)$$

其中 Q_e' 是激光照射阴极在 HCD 灯内产生的电子增加数; $I(t')$ 是光强函数; α 是光电量子效率, α 随多光子过程阶数的增高而减小并且与阴极材料有关; n 为多光子过程的阶数,在双光子光电吸收时, $n=2$, 而在三光子吸收时, $n=3$ 。在激光作用时间与 HCD 灯内等离子体弛豫特征时间相比足够小时,则由(1)式可得到激光照射期间总的电子增加数 Q_e 为:

$$Q_e \propto \alpha \int_{\text{pulse}} I^n(t') dt', \quad (2)$$

在 HCD 灯阴极孔很小的条件下,假设这些电子均匀分布于 HCD 灯阴极孔内,则激光照射 HCD 灯阴极引起的电子密度增量 $\Delta n_e'$ 为:

$$\Delta n_e' = k\alpha \int_{\text{pulse}} I^n(t') dt', \quad (3)$$

(3)式适用于 n 光子吸收电光效应的情况。

2. HCD 灯放电回路电流变化

强激光照射 HCD 灯阴极产生的非共振光电效应现象与共振激光照射 HCD 灯产生的光电流效应是两个不同的物理现象。在两种情况下, HCD 灯阻抗的变化起因于不同的机理^[5,6]。然而,图 2 所示的非共振脉冲 PES 瞬态波形与起源于非亚稳态能级跃迁的脉冲光电流谱瞬态波形^[2]却具有相同的特点,这一实验结果表明,考虑利用脉冲光电流效应的瞬态信号变化来测量某些原子能级参量(如寿命)的设想是无法实现的。由于两种不同机理的共同点是外照射激光在 HCD 等离子体引入了电子密度的增量,因而实验观察到的相同瞬态波形可能是起源于 HCD 等离子体的特性。作为一个理论上自洽的结果,任何一个用以解释脉冲光电流效应机理的理论模型都应该能解释 PES 瞬态波形的特征。

我们在原子能级速率方程理论的基础上,考虑到电子密度的变化及电子在放电等离子体中的运动和回路电流方程,提出了一个用于解释脉冲光电流效应机理的理论模型^[6]。由这一模型可以看出,在共振能级是非亚稳态的情况下,激光的照射引起的能级集居数的变化将很快变为 HCD 灯内电子密度的增量,并且这一过程的持续时间远小于 HCD 灯内放电等离子体弛豫特征时间。这与强激光照射 HCD 灯阴极从而产生电子密度增量的情况是类似的,从而表明两种不同的起因产生了相同的结果。关于脉冲光电流效应的瞬态波形已经在参考文献[6]中进行了研究,下面我们利用这一理论模型对非共振 PES 进行研究。

由参考文献[6], 当入射激光照射 HCD 灯阴极后, 由于阴极的光电发射, 将在 HCD 灯内产生电子密度的扰动 Δn_e 。在小信号条件下, Δn_e 为微扰, 则有方程组:

$$\frac{d\Delta n_e}{dt} = -\gamma\Delta n_e, \tag{4}$$

$$\frac{d^2\Delta i(t)}{dt^2} = \frac{1}{RC_0} \frac{d\Delta i(t)}{dt} + \frac{\beta e}{RC_0 t_0} \Delta n_e(t) = 0 \quad (0 \leq t \leq t_0), \tag{5}$$

$$\frac{d^2\Delta i(t)}{dt^2} + \frac{1}{RC_0} \frac{d\Delta i(t)}{dt} + \frac{\beta e}{RC_0 t_0} [\Delta n_e(t) - \Delta n_e(t-t_0)] = 0 \quad (t \geq t_0), \tag{6}$$

其中, γ 为电子倍增因子, Δi 是回路中电流对稳态值的偏离, RC_0 是回路 RC 常数, e 是电子电荷, t_0 是电子在 HCD 灯内的渡越时间, β 是与电子运动等因素有关的常数。方程(4)、(5)、(6) 就是一组用于描述由于 HCD 灯内电子密度产生变化而引起回路电流变化的方程。当脉冲激光照射 HCD 灯, 在激光脉冲很短时, 令激光脉冲结束时刻为 $t=0$ 时刻, 则(3)式即为方程组的初始条件。在现在的实验条件下, 有 $\gamma \approx 2 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$, $t_0 \approx 10^{-6} \text{ sec}$, $RC_0 \ll 1/\gamma^{[6]}$, 则有:

$$\Delta i(t) = \frac{k\beta\alpha e}{\gamma t_0} \int_{\text{pulse}} I^n(t') dt' \cdot (1 - e^{-\gamma t}) \quad (0 \leq t \leq t_0), \tag{7}$$

$$\Delta i(t) = \frac{k\beta\alpha e}{\gamma t_0} \int_{\text{pulse}} I^n(t') dt' \cdot (e^{\gamma t_0} - 1) e^{-\gamma t} \quad (t \geq t_0). \tag{8}$$

在 $t=t_0$ 时刻, 信号 $\Delta i(t)$ 达到极大值:

$$\Delta i_{\max} = \frac{k\beta\alpha e}{\gamma t_0} \int_{\text{pulse}} I^n(t') dt' \cdot (1 - e^{-\gamma t_0}). \tag{9}$$

(7)、(8)、(9) 三式描述了激光照射 HCD 灯阴极引起的回路电流变化。

3. HCD 灯伏安特性对 PES 的影响

虽然(7)、(8)、(9)三式已经描述了回路电流变化情况, 但在如图 1 所示的实验装置中测量的是 HCD 灯二端的电压变化信号。此时 HCD 灯的

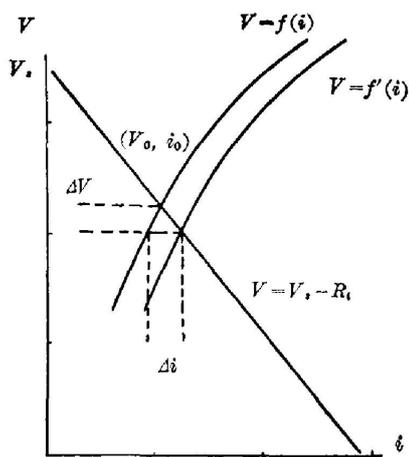


图 6 HCD 灯伏安特性影响分析图
Fig 6. Analytic graph of the HCD $V-I$ characteristics effect

伏安特性和负载电阻 R 将影响到非共振脉冲 PES 的值。在稳态工作情况下, 设稳压电源的供电电压为 V_s , 则稳态工作点可由 HCD 灯特性曲线与负载线的交点 (V_0, i_0) (见图 6) 求得, 即解下列方程的解:

$$V = f(i), \tag{10}$$

$$V = V_s - Ri, \tag{11}$$

其中 $V = f(i)$ 是 HCD 灯的特性曲线。在激光入射时, 特性曲线变为 $V = f'(i)$, 在一级近似下, 可以认为 $V = f'(i)$ 是 $V = f(i)$ 平移 Δi 产生的。因此在小信号条件下, 有:

$$\Delta V = -\Delta i \cdot R \cdot \left. \frac{df(i)}{di} \right|_{i=i_0} / \left(R + \left. \frac{df(i)}{di} \right|_{i=i_0} \right), \tag{12}$$

(12)式反映了 HCD 灯伏安特性对非共振 PES 的影响。(12)式也同样可以用到脉冲光电光谱信号的分析中去, 因而(12)式可以补充参考文献[6]提出的理论模型。

4. 理论与实验结果的比较

方程(3)、(7)、(8)、(9)、(12)一起定量地描述了非共振 PES。由此得到的信号随时间的变化关系与图 2 所示的 PES 瞬态波形是十分一致的。

在 Ne-K 灯的情况下,由于 5320 Å 激光处于 K 的功函数以下,属于双光子吸收光电效应范围。由公式(9)可看出,在小信号条件下, PES 峰值应随激光功率平方变化。这一点也得到了实验的证实。当激光功率进一步增大时,由于钾的 α 很大,因此信号也很大,不再属于小信号工作,从而导致对平方关系的偏离。在 Ne-Cu HCD 灯的情况下,由于 Cu 的 α 值比较小,因而入射激光功率很大(比 Ne-K 大 1~2 个数量级),在阴极上产生很强的热效应,从而导致 n 值升高而大于 2。这一现象过去在多光子光电效应的实验研究中也已经发现过^[4]。

由(9)、(12)两式可看出,非共振 PES 峰值仅与入射激光功率及 HCD 灯伏安特性曲线的斜率有关而与放电电流无关。在小电流工作情况下, HCD 灯伏安特性的斜率变化很小,因此在入射激光不变条件下,非共振 PES 峰值与 HCD 灯电流无关。实验结果证实了这一结论。

对于不同的阴极材料,非共振 PES 的大小取决于光电量子效率的大小。在三光子吸收时,这一效率远小于双光子吸收的情形。在 5320 Å 时, Au 就是三光子吸收,而在长波长时, Zn 为三光子吸收。材料的不同和多光子吸收的阶数对光电量子效率的影响导致了现在实验中观察到的不同阴极材料按 PES 大小的排列情况。

应当指出,由于非共振脉冲 PES 的定量表达式(7)、(8)、(9)三式中包括参数 t_0 和 γ ,而通过对 PES 瞬态波形的实验测量,能够得到 t_0 和 γ 的数值。

四、结 论

利用强脉冲激光照射 HCD 灯阴极以产生非共振脉冲 PES 的方法对这一现象进行了研究。利用我们过去提出的用以解释脉冲光电流效应的理论模型对这种起因于多光子吸收光电效应的现象进行了分析计算。理论的分析能够解释全部实验结果。实验观测和理论分析表明,利用这一方法可以测量 HCD 等离子体中的某些参数,可以对阴极材料的光电效应包括多光子吸收光电效应进行研究。这种研究方法简单、方便,具有很多优点。

本文是在王之江研究员的关怀和指导下完成的,谨此表示衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] Norman J. Davichi *et al.*; *Appl. Opt.*, 1982, **21**, No. 8, 1468.
- [2] 殷立峰,景春阳,张桂燕,崔俊文;《中国激光》, 1984, **11**, No. 4 (Apr), 219.
- [3] A. H. 萨默;《光电发射材料——制备、特性和应用》,科学出版社, 1979.
- [4] Gy. Farkas; "Multiphoton phenomena in photoelectron emission processes of metal at high laser intensities", *«Multiphoton Processes»*, Proceedings of an International Conference at the University of Rochester, 1977, **81**.
- [5] G. Erez *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**, No. 12, 1328.
- [6] 殷立峰,胡企铨,林福成;《光学学报》, 1984, **4** No. 4 (Apr), 294.

**The nonresonant photoelectric effect in a hollow cathode
discharge tube irradiated by intensive pulse laser**

YIN LIFEN HU QIGUAN SU HAIZHEN AND LIN FUCHEN
(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica*)

(Received 4 May 1984)

Abstract

The characteristics of nonresonant photoelectric effect signal in a hollow cathode discharge tube irradiated by an intensive laser pulse have been studied theoretical and experimently. It is shown that this effect can be used to investigate the multiphotoelectric effect and to measure the discharged plasma parameters. It is also provided a powerfull experimental demonstration for studying the pulse optogalvanic principle.