

学  
生  
园  
地

## Franck-Hertz 实验的物理过程

何益鑫, 张新夷

(复旦大学物理学系, 上海 200433)

**摘 要:**通过对 Franck-Hertz 实验中的电子能量分布及其动态变化的分析,对 Franck-Hertz 曲线的规律性波动现象作出了直观的解释. 对充汞 Franck-Hertz 管,考虑了电子的额外加速程、汞原子的多能级共同激发以及电子与汞原子非弹性碰撞后电子具有剩余能量等因素,对 Franck-Hertz 实验的物理过程有了更全面的了解,并对 Franck-Hertz 曲线峰间距随加速电压增大而持续变大的现象作出了解释.

**关键词:** Frank-Hertz 实验; 电子能量; 汞原子

**中图分类号:** O562.1

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1005-4642(2011)05-0033-06

### 1 引 言

Franck-Hertz 实验是一个经典的近代物理实验,历史上它作为原子内部能量量子化的有效证明而闻名于世. Franck 和 Hertz 也因此获得了 1925 年的诺贝尔物理学奖. 直到现在, Franck-Hertz 实验仍然是一个必不可少的基础物理实验乃至近代物理实验. 由于实验装置的不断改进和计算机数据采集技术的应用,这个实验的操作显得并不困难. 因此,如果仅仅是把实验定位在复制“标准”的实验结果,或者仅仅满足于通过改变各个实验参量,从现象上来观察 Franck-Hertz 曲线的变化规律,作为近代物理实验就失去了它的意义.

事实上,这个实验还有进一步改进和提高的空间. 首先,对 Franck-Hertz 管中发生的物理过程以及 Franck-Hertz 曲线来源问题需要比较直观、又被广泛接受的描述. 因此很多学生在初次接触该实验时,只是按部就班地操作、记录现象,并没有对整个实验的物理过程有直观的了解和把握. 而实验者如果没有这样整体把握,那么对各种实验现象的解释就很难深入. 其次,在 Franck-Hertz 实验中还有一些现象有待进一步讨论和解释,比如, Franck-Hertz 曲线的峰间距随着加速电压的增加而持续增大这个现象是被普遍观察和注意到的. 但是由于不明白其中的物理原因,在

处理实验数据时,实验者往往选择取平均值的方法得到结果. 甚至为了得到预期的“好”结果,会努力地调整实验参量,以便使得到的平均值能够尽量接近 4.9 eV(如果是用充汞蒸气的 Franck-Hertz 管做实验,这是汞原子  $6^3P_1$  态的激发能). 要改变这种状况,就要对这些现象背后的物理实质深入探讨. 如果在实验过程中能够穿插类似思考,这个实验的价值就会大大提高. 我们的研究就是在这样的问题意识的引导下开展的. 本文的最终目的就是要研究 Franck-Hertz 实验的实际物理过程,并解释峰间距的变化问题. 当然作为一个重要环节,我们首先将提供对这个实验物理过程的直观描述.

关于峰间距变大的问题, G. Rapior 等人已经做过相应的研究<sup>[1]</sup>. 电子在 Franck-Hertz 管中得到加速,在其能量还不能激发汞原子的电子跃迁时,它和汞原子的碰撞是弹性碰撞. 在弹性碰撞过程中电子的能量损失可以忽略不计. 当电子的能量达到汞原子的最低激发能后,发生非弹性碰撞,汞原子的激发才有可能. 他们注意到电子在达到这个临界能量时并不一定马上能与汞原子发生非弹性碰撞而激发汞原子,因此会有额外的加速过程(他们称与此相应的额外加速路程为“平均自由程”). 在额外的加速过程中,电子最终得到的能量可能大大高于第一激发态( $6^3P_0$ )的能量,而能激发其他激发态(如  $6^3P_1, 6^3P_2$  等),但是

“第 6 届全国高等学校物理实验教学研讨会”论文

收稿日期: 2010-06-24; 修改日期: 2011-02-01

作者简介: 何益鑫(1986—),男,浙江新昌人,复旦大学物理学系 2005 级本科生,现为复旦大学哲学学院中国哲学史专业博士研究生,主要研究方向为先秦儒家哲学、宋明理学.

指导教师: 张新夷(1942—),男,上海人,复旦大学物理学系教授,博士,主要研究方向为凝聚态物理和同步辐射应用.

不管发生哪种激发,他们认为电子经过非弹性碰撞后,其动能全部转移.于是碰撞后的电子又从能量接近于零的状态开始新一轮的加速.再者,加速电压增大的过程中,电子在这段额外的加速过程中积累的能量逐渐增大.于是电子发生非弹性碰撞时相应地就会损失更多的能量.基于这些考虑,他们建立了自己的模型,对峰间距增大问题做出了解释.

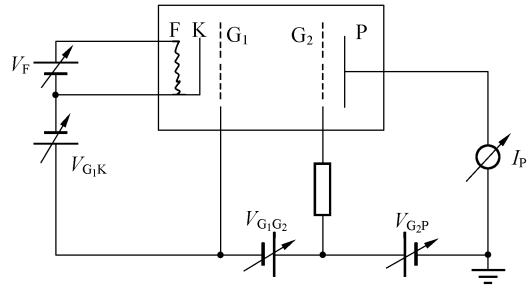
我们认为,首先这段额外的加速过程是存在的,因为不能保证电子一旦加速到汞原子第一激发态的能量就立刻能与汞原子发生非弹性碰撞而激发汞原子;其次,电子在与汞原子发生非弹性碰撞后,其能量并不能完全转移,而只是转移相应激发态的能量,也就是说,碰撞后的电子还有剩余能量;第三,对汞原子各能级的激发的影响应当分别考虑(在我们的实验条件下,主要考虑较低的 3 个激发态,即  $6^3P_0$ ,  $6^3P_1$  和  $6^3P_2$ ,而不考虑有其他高激发态参与的情况).基于这几考虑,我们得到了对 Franck-Hertz 管中的物理过程的认识,并解释了 Franck-Hertz 曲线的峰间距增大现象.

## 2 实验装置和原理

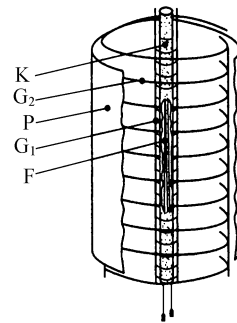
实验中使用复旦双栅柱面型四极式充汞 Franck-Hertz 管.它由阴极 K,栅极  $G_1$  和  $G_2$  及收集极 P 组成.栅极  $G_1$  和  $G_2$  由钼丝绕制, $G_1$  表面镀金.各极间的距离分别约为  $0.3\text{ mm}(G_1K)$ ,  $5\text{ mm}(G_1G_2)$  和  $1\text{ mm}(G_2P)$ .图 1 是实验原理图和复旦 Franck-Hertz 管示意图,各参量调节范围如下:灯丝电压  $V_F(0\sim 5\text{ V, DC})$ ,抽取电压  $V_{G_1K}(0\sim 5\text{ V})$ ,加速电压  $V_{G_1G_2}(0\sim 95\text{ V})$ ,及反向电压  $V_{G_2P}(0\sim 20\text{ V})$ .更多细节可参考文献[2-3].

在 Franck-Hertz 管中发生的过程可以简单说明如下:灯丝 F 释放的电子经抽取电压  $V_{G_1K}$  的加速后,进入  $G_1G_2$  之间的加速-碰撞区域, $V_{G_1G_2}$  为加速电压.在这个区域中发生弹性碰撞和非弹性碰撞,其中弹性碰撞中电子的能量损失可以忽略不计,非弹性碰撞中电子失去一定能量而把汞原子激发到相应激发态.如果电子到达  $G_2$  时,其所具有的能量较大,就能够克服反向电压  $V_{G_2P}$  的影响,而被收集极接收,形成极电流  $I_P$ ,由计算机采集.图 2 是在一定实验条件下得到的典型的 Franck-Hertz 曲线图,  $T=170\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $V_F=1.6\text{ V}$ ,  $V_{G_1K}=1.0\text{ V}$ ,  $V_{G_2P}=-1.9\text{ V}$ .该图由计算机采

集得到,加速电压  $V_{G_1G_2}$  的采集精度为  $0.1\text{ V}$ .从图 2 可以清楚地看到曲线的规律性波动.同时,也可以测得其峰间距从一开始的  $4.7\text{ V}$  逐渐增加到  $5.3\text{ V}$ ,平均峰间距约为  $5.0\text{ V}$ .



(a) 实验原理图



(b) 双栅柱面型四极式充汞 Franck-Hertz 管

图 1 实验原理图和 Franck-Hertz 管结构示意图

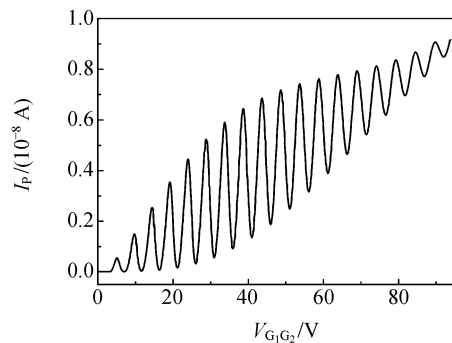


图 2 一定参量设置下典型的 Franck-Hertz 曲线图

## 3 Franck-Hertz 实验的物理描述

实际上分析 Franck-Hertz 实验的物理过程需要考虑的因素很多.暂时先不考虑电子额外的加速过程和多能级激发,即先假定电子一旦达到激发能量就因非弹性碰撞而转移能量,也就是没有额外的加速过程以及剩余能量,而且只有 1 个

能级参与激发. 这样做的好处是突显了实验的主要物理过程, 并成为对 Franck-Hertz 实验进行进一步全面分析的基础.

### 3.1 电子的能量分布

主要讨论在加速-碰撞区域(即  $G_1G_2$  之间)中电子能量的分布状况. 电子通过加速过程获得能量, 而能量达到激发能的电子又通过与汞原子发生非弹性碰撞失去能量. 因此, 电子的能量总是处于零和激发能  $U_0$  之间. 图 3 中曲线  $a$  是某加速电压下,  $G_1G_2$  之间某处的电子能量分布曲线. 需要注意的是, 电子能量分布曲线总是相对于某加速电压和管内某空间位置来说的. 在相同的加速电压下, 不同位置如  $G_1$  处和  $G_2$  处的电子能量分布曲线一般不同; 在固定的某处, 加速电压不同, 电子能量分布曲线一般也不同.

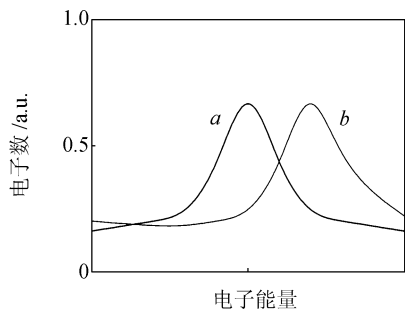


图 3  $G_1G_2$  间某处电子的能量分布

假定在  $G_1$  处的电子能量分布曲线如图 3 中曲线  $a$  所示. 在加速电压不变的情况下, 随着观测的位置从  $G_1$  逐渐向  $G_2$  方向(即电场方向)移动, 如果在此过程中对应的电子能量有一定增量(视管内为匀强电场, 则管内的沿电场方向的固定距离对应于电子一定的能量增量), 那么电子的能量分布曲线就会整体向右移动相应距离, 如图 3 中  $b$  曲线所示. 同时由于电子一旦达到  $U_0$ , 就会立即失去能量返回到零能量状态, 那么电子能量分布曲线右侧超出的部分就会从左侧重新补入. 这样, 随着观测位置不断向  $G_2$  运动, 这个过程周期性地重复发生.

在加速电压不变的情况下改变观测电子能量分布曲线的位置, 实际上是加到被观测电子上的有效的加速电压改变了. 因此, 当固定观察位置, 如在  $G_2$ , 随着加速电压逐渐增大, 那么  $G_2$  处的电子能量分布曲线也会发生同样的周期性变化.

### 3.2 收集极电流的波动

反向电压的作用是对到达  $G_2$  处的电子进行筛选, 只有那些能量大到足以克服反向电压的电子才能穿过减速区域被收集极收集, 进而形成极电流. 图 4 显示了  $G_2$  处的电子能量分布曲线, 其中(a)和(b)对应 2 个不同的加速电压下的情况. 如果把反向电压设置在  $V_{G_2P}$ , 那么到达  $G_2$  时能量小于  $eV_{G_2P}$  的电子就不能克服反向电压而被收集极收集, 不能对极电流有贡献. 因此, 如果对能量大于  $eV_{G_2P}$  的那部分电子能量分布曲线做积分, 就能得到对收集极电流有贡献的电子的总数.

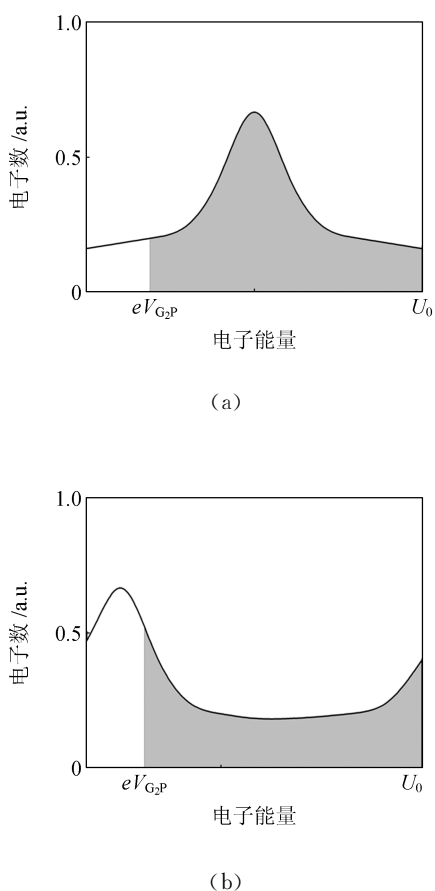


图 4 在  $G_2$  处的电子能量分布及能量高于  $eV_{G_2P}$  的电子的积分(图中灰色区域)

由于在不同的加速电压下,  $G_2$  处的电子能量分布曲线不同, 因此积分也不同. 加速电压的连续变化, 导致  $G_2$  处电子能量分布曲线连续变化, 进而导致积分值连续变化, 而且随着加速电压逐渐增大而不断周期变化, 于是表现在 Franck-Hertz 曲线上极电流有规律地波动变化.

## 4 峰间距增大

在暂时忽略一些因素的情况下,得到了对该实验的主要物理过程的直观描述. 接下来,要引入更多因素,进一步接近实验的真实物理过程,并解释峰间距变大的实质.

### 4.1 峰间距增大的实验现象

下面的讨论主要以图 2 的实验曲线为基础展开. 如前所述,可以测得图 2 中实验曲线的峰间距随着加速电压的逐渐增大,从开始的 4.7 V 逐渐增加到 5.3 V,平均峰间距是 5.0 V,见图 5 ( $T=170\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $V_F=1.6\text{ V}$ ,  $V_{G_1K}=1.0\text{ V}$ ,  $V_{G_2P}=-1.9\text{ V}$ ). 图中第  $n$  个峰间距是第  $n$  峰与第  $n-1$  峰之间的峰间距. 需要说明的是,我们认为实验曲线的第  $n$  峰对应电子能量分布曲线大约经过了  $n$  个周期的变化,如第 18 个峰对应电子的能量分布曲线经历了 18 次周期变化,以此类推. 在每一周期中,电子的能量都在  $0\sim U_0$  之间变化,对应于电子发生 1 次完整的加速和非弹性碰撞过程,即 2 次相邻的非弹性碰撞之间的全过程.

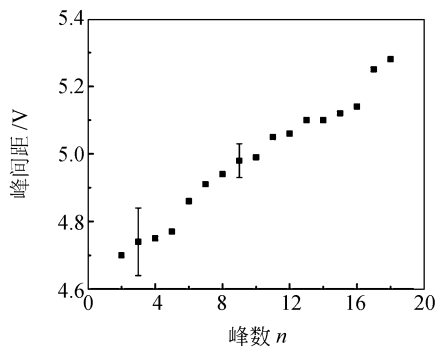


图 5 峰间距与峰数的关系

### 4.2 额外加速程

我们不能保证电子一旦加速到汞原子第一激发态的能量时,就立刻能与汞原子发生非弹性碰撞而激发汞原子,因而电子在达到汞原子某激发能之后到激发该能级之前,会“走”过一段额外的加速路程,用“额外加速程”来表示. “额外加速程”是指电子达到汞原子某激发能级之后到激发该能级之前这个过程额外的定向加速距离的平均值. 需要特别注意的是,额外加速程是沿加速电场方向的定向距离. 借鉴平均自由程的定义,额外加速程可以表述为

$$l = \cos \theta \cdot k_B T / \sigma p,$$

其中  $k_B$  是玻尔兹曼常量,  $T$  是绝对温度,  $\sigma$  是激发截面,  $p$  是汞蒸气压强,其近似值为<sup>[1]</sup>  $p=8.7 \times 10^{(9-\frac{3110}{T})}$ ,表达式中的  $\cos \theta$  就表明额外加速程是额外运动距离在加速电场方向上的投影. 可见,额外加速程取决于各能级的激发截面,也与汞蒸气浓度或者说温度有关. 为了简单起见,以下取 3 个较低激发态 ( $6^3P_{0,1,2}$ ) 的总激发截面(即不分开考虑  $6^3P_{0,1,2}$ ),并认为在一定的温度下,额外加速程可以视为不变.

虽然在相同的温度下,额外加速程不变,但是电子在“额外加速程中获得的能量”(用“ $U_e$ ”表示)是随加速电压而变的. 加速电压越大,  $G_1G_2$  之间的加速电场越强,在额外加速程中电子积累的额外能量也就越大.

### 4.3 剩余能量

为了估计电子在发生非弹性碰撞当时所具有的能量,设置不同的反向电压,而维持其他条件不变,得到了图 6 所示的结果,反向电压分别为  $-4.7, -4.9, -5.5, -6.0, -6.7\text{ V}$ ,  $T=170\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,其他条件相同,图中可看到,在第 18 个峰时,电子发生非弹性碰撞当时所具有的平均能量应在  $5.5\sim 6.0\text{ eV}$  之间. 方便起见,取电子发生非弹性碰撞当时所具有的能量为  $5.7\text{ eV}$ ,也就是说,电子在额外加速程中积累的能量为  $1.0\text{ eV}$ .

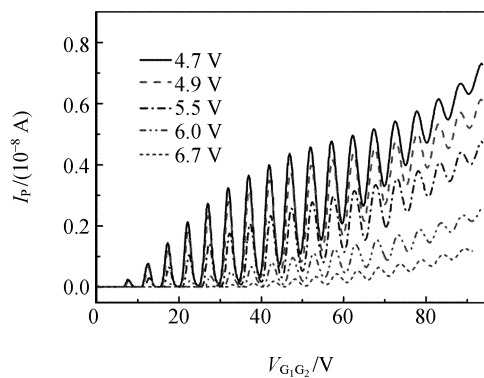


图 6 不同反向电压下的实验曲线

另一方面,电子发生 1 次非弹性碰撞平均损失的能量(用“ $U_s$ ”表示),数值上等于此前所有峰间距的平均值. 在 18 峰处就是  $5.0\text{ eV}$ . 这样一来,电子发生非弹性碰撞当时所具有的能量高于在碰撞中损失的能量. 这就说明电子在非弹性碰撞之后还有约  $0.7\text{ eV}$  的剩余能量.

可以通过简单计算对此作进一步的说明. 根

据加速距离与电子在相应加速距离中获得的能量成正比的关系,可以得到:

$$\frac{l}{L_{G_1G_2}/n} = \frac{U_c}{U_s}, \quad (1)$$

其中,  $l$  为额外加速程,  $L_{G_1G_2}$  是  $G_1G_2$  之间的距离, 本实验仪器为 5.0 mm,  $n$  是峰数, 两者之比是发生 1 次周期变化(也是 1 次非弹性碰撞)所对应的电子在管中的运动距离. 在第 18 峰处, 电子 1 次非弹性碰撞的能量损失  $U_s$  为 5.0 eV, 而在额外加速程中积累的能量  $U_c$  为 1.0 eV. 由此得到在温度为 170 °C 的情况下, 电子的额外加速程约为 0.056 mm, 相应地总激发截面就是  $\cos \theta \times 13 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ . 对比参考文献[4]中的激发截面图(图 7), 可以看到图中给出的总激发截面约在  $5 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ . 如果  $\cos \theta$  的数值在 0.4 左右, 那么两者将会符合得非常好. 而  $\cos \theta$  取 0.4 左右是合理的. 这表明剩余能量的存在能与其它实验结果吻合.

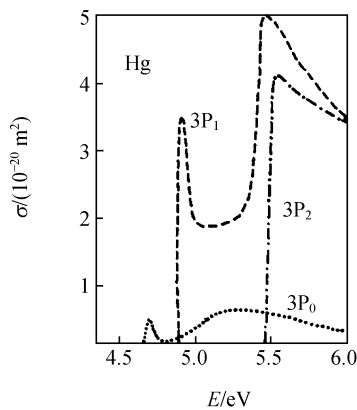


图 7 汞原子 3 个能级  $6^3P_0, 6^3P_1, 6^3P_2$  的激发截面

#### 4.4 多能级共同激发

有剩余能量的原因是电子在激发汞原子时只转移走与激发态相应的能量, 而不是电子发生非弹性碰撞时具有的所有能量.

图 8 是汞原子部分能级图<sup>[1]</sup>, 在我们的实验条件下, 参与实验过程的主要是  $6^3P_0, 6^3P_1, 6^3P_2$  这 3 个能级. 相应地, 电子通过激发汞原子发生的能量改变有 3 种可能性, 即 4.67 eV, 4.89 eV 或 5.46 eV, 分别对应这 3 个激发态. 电子发生非弹性碰撞, 如果碰撞前它的能量是 4.8 eV, 那么在碰撞后转移走 4.67 eV. 如果碰撞前的能量是 5.6 eV, 那么能量转移可能是 4.67 eV, 4.89 eV 或 5.46 eV. 总之, 在非弹性碰撞中电子并没有失

去所有的动能, 碰撞后电子还有剩余能量, 因而碰撞后电子的再次加速也不是从零开始.

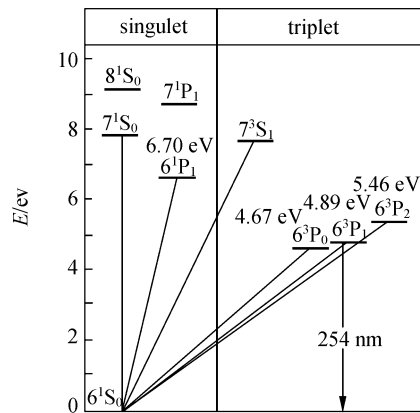


图 8 汞原子的几个较低能级

#### 5 新模型

下面运用前面的分析结果, 完整地描述 Franck-Hertz 实验的物理过程. 在加速电压较小的时候, 如果电子在额外加速程中积累的能量小于 0.22 eV(即 4.67~4.89 eV 之差), 在这种条件下, 起主导作用的是  $6^3P_0$  激发态. 此时电子发生 1 次非弹性碰撞的能量损失就与 4.67 eV 接近. 随着加速电压逐渐增大,  $6^3P_1$  激发的比例会上升. 当额外能量达到 0.79 eV 时,  $6^3P_2$  的影响又会大大增加. 也就是说, 随着加速电压的逐渐增加, 发生较高能级激发的电子的比例会增加. 同时各激发只转移该激发态对应的能量. 所以发生各能级激发的权重将最终决定该加速电压下电子发生 1 次非弹性碰撞的能量损失  $U_s$ , 进而决定 Franck-Hertz 曲线的峰间距变化. 即有:

$$U_s = \alpha 4.67 + \beta 4.89 + \gamma 5.46, \quad (2)$$

其中  $\alpha, \beta$  和  $\gamma$  分别为 3 种激发的权重. 当然, 考虑到不同的激发截面和激发能, 要具体确定  $\alpha, \beta$  和  $\gamma$  是很困难的. 但可以肯定的是随着加速电压的增加,  $\alpha$  值持续减小, 而  $\gamma$  值持续增大, 因此  $U_s$  必定增大. 最终导致峰间距持续增大.

根据我们的实验结果, 式(2)在温度范围 160~180 °C 之间较为适用. 对于更低的温度, 额外加速程会迅速增大, 这会导致更多高能级作用的明显增大, 如  $6^1P_0$  (6.70 eV)<sup>[5]</sup>. 而对于更高的温度, 我们测定的实验曲线的第一个峰间距往往在 4.0 eV 左右, 这可能是由于其他原因导致的,

如 Heddle 曾预言的  $6s6p^2\ ^4P_{1/2,3/2,5/2}$  汞负离子共振态<sup>[6]</sup>. 这方面的讨论已经超出了本文的范围.

## 6 总 结

通过分析 Franck-Hertz 实验中电子能量分布曲线的动态变化过程,直观地解释了 Franck-Hertz 曲线的规律性波动现象. 电子能量在达到原子的某激发态时,非弹性碰撞不一定马上发生,由此定义了电子的额外加速程. 一方面电子在额外加速程中积累的能量使电子有机会去激发原子的较高能级,而且该能量的增加使发生较高激发的比重增大. 另一方面,电子激发原子只是失去该激发态所需的相应能量,也就是说在非弹性碰撞后电子还有剩余能量. 因此最终决定峰间距变化规律的并不是电子发生非弹性碰撞当时的能量,而是与电子激发原子可能到达的各激发态的权重变化有关. 由于随加速电压的增加,较高激发的权重增加,所以电子发生 1 次非弹性碰撞的平均能量损失必然增大,反映在实验结果上就是 Franck-Hertz 曲线峰间距的持续增大. 我们认为这个过程就是在 Franck-Hertz 管中发生的实际物理过程.

致谢:感谢复旦大学物理教学实验中心的白翠琴、潘正元为实验的开展提供技术支持以及乐永康许多有益的讨论. 同时也要感谢实验组的孙午炯、杨程、田岱、睦孟乔、潘涛、许晓靓等,与他们的讨论富有启发性.

## 参考文献:

- [1] Rapior G, Sengstock K, Baev V. New features of the Franck-Hertz experiment [J]. *Am. J. Phys.*, 2006,74(5):423-428.
- [2] 弗兰克赫兹实验[D]. <http://phylab.fudan.edu.cn/doku.php?id=exp-f-h>.
- [3] Liu F H. Franck-Hertz experiment with higher excitation level measurements [J]. *Am. J. Phys.*, 1987,55:366-369.
- [4] Hanne G F. What really happens in the Franck-Hertz experiment with mercury [J]. *Am. J. Phys.*, 1988,56:696-700.
- [5] Buckman B J, Clark C W. Atomic negative-ion resonances [J]. *Rev. Mod. Phys.*, 1994,66:539.
- [6] Heddle D W O. Resonances in electron-mercury scattering [J]. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, 1975,8(4):L33.

## Physics process in Franck-Hertz experiment

HE Yi-xin, ZHANG Xin-yi

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

**Abstract:** By analyzing electron energy distribution and its dynamic alteration in Franck-Hertz experiment, the regular fluctuant phenomenon of Franck-Hertz curve was explained intuitively. For Franck-Hertz tube filled with Hg, considering the effects of an additional acceleration path of electrons, the joint excitation states in multiple levels of Hg atoms, and the surplus electron energies on the process of electron-atom collisions, the physics process in Franck-Hertz experiment was understood better. At the same time, the increase of spacing between minima or maxima in Franck-Hertz curves with accelerating voltage was explained.

**Key words:** Frank-Hertz experiment; electron energy; Hg atom

[责任编辑:郭 伟]