



高 等 学 校 规 划 教 材
工 科 电 子 类

气体放电与气体激光

丘军林



华中理工大学出版社

PDG

内 容 提 要

本书分为上篇和下篇两大部分,共十三章。上篇——气体放电理论,分八章进行论述,主要内容有:原子物理基础、气体放电基本物理过程、辉光放电、空心阴极放电、电弧放电及脉冲放电、高频放电及微波放电、等离子体诊断等;下篇——气体激光器分五章进行论述,主要内容包括:气体激光的激发与放大特性、原子激光器、空心阴极离子激光器、高功率二氧化碳激光器、准分子激光器及其它气体激光器等。

本书的特点是将量子光学和气体电子学这两门学科有机地结合在一起,内容系统、全面,可使读者对气体激光器的基本物理过程有比较完整的概念。本书可作为“物理电子学与光电子学”专业研究生的选修课教材,也可作为从事气体激光器研究与应用的科技人员的参考书。

前 言

本教材列入了机械电子工业部的工科电子类专业教材1991~1995年编审出版规划,由电子物理与器件教材编审委员会激光与红外编审小组审定并推荐出版。马祖光教授为责任编辑委。

本课程的参考学时数为40。本教材分为上篇“气体放电理论”与下篇“气体激光器”。“气体放电理论”主要研究带电粒子在电磁场中运动的规律;研究辉光放电、空心阴极放电、电弧放电及脉冲放电、高频放电及微波放电等的物理过程及其特性,与气体激光器的实际应用结合比较紧密;除此之外,还介绍了激光物质的原子物理基础和等离子体参数的测量方法。“气体激光器”主要讨论常用的原子激光器、空心阴极离子激光器、高功率CO₂激光器及准分子激光器;对其它气体激光器,例如CO激光器、可调谐气体激光器、远红外气体激光器也作了必要的介绍,以便学生对气体激光器有比较完整的概念。本教材可作为研究生的参考教材,因此学习此教材的读者必须具备有激光原理与激光器件的一般基础知识,这是大学本科已学习过了的。如果研究生尚未具备这些基础知识,那么,必须在学这门课之前补充这方面的知识。

本教材由华中理工大学丘军林教授编写,哈尔滨工业大学马祖光教授担任主审,参加审阅工作的还有哈尔滨工业大学胡孝勇教授,他们都为本书提出了许多宝贵意见,这里表示诚挚的感谢。本书编写过程中获得了中国科学院物理研究所张泽渤博士的大力支持,他赠送了一本他的博士论文作参考;另外还参阅了其他一些编著者的著作和文章,在此一并表示感谢。除此之外,本书在编写过程中还得到了蓝信钜教授以及

激光研究所有关同志的支持与帮助,在此也一并表示感谢。
由于作者水平有限,书中难免还存在一些缺点和错误,殷切希望广大读者批评指正。

作者

1993年3月

目 录

上篇 气体放电理论

第一章 激光物质的原子物理基础	(3)
1.1 引言	(3)
1.2 单电子系统及量子数	(3)
1.3 多电子系统及电子组态	(10)
1.4 L - S 耦合	(11)
1.5 原子能级	(14)
1.6 分子能级	(18)
第二章 气体放电的基本物理过程	(29)
2.1 引言	(29)
2.2 激励与电离	(29)
2.3 平均自由行程与碰撞截面	(32)
2.4 电子能量分布	(34)
2.5 二次电子发射	(36)
2.6 气体放电的着火过程	(36)
2.7 复合	(40)
第三章 辉光放电	(46)
3.1 气体放电的伏安特性	(46)
3.2 正常辉光放电的基本特性	(48)
3.3 辉光放电的不均匀性——电泳现象及效应	(50)
3.4 大体积辉光放电的不稳定性	(53)
3.5 大体积辉光放电中的预电离	(60)
第四章 空心阴极放电	(65)
4.1 空心阴极效应	(65)
4.2 阻塞放电	(68)
4.3 阴极溅射	(69)

4.4	气体吸附	(71)
4.5	空心阴极放电粒子数方程式	(73)
第五章	电弧放电及脉冲放电	(77)
5.1	引言	(77)
5.2	非自持热阴极电弧放电	(78)
5.3	电弧放电的等离子体特性	(80)
5.4	电弧放电的伏-安特性	(84)
5.5	具有磁场约束的电弧放电	(85)
5.6	脉冲放电	(86)
第六章	高频放电及微波放电	(89)
6.1	引言	(89)
6.2	高频放电的特点	(89)
6.3	高频放电击穿理论	(91)
6.4	介质电极的高频放电	(95)
6.5	高频电源与电极间的阻抗匹配	(98)
6.6	微波特点及其传输	(99)
6.7	微波放电特性	(110)
第七章	等离子体诊断	(114)
7.1	引言	(114)
7.2	朗缪尔探针法	(114)
7.3	光谱法	(119)
上篇参考文献	(121)

下篇 气体激光器

第八章	气体激光的激发与放大特性	(125)
8.1	概述	(125)
8.2	气体放电中的选择性激发	(127)
8.3	具有光放大作用的气体放电等离子体特性	(130)
8.4	气体激光器受激过程的原理	(132)
第九章	气体原子激光器	(136)
9.1	引言	(136)

9.2	铜原子激光器	(137)
9.3	碘原子激光器	(141)
第十章	空心阴极离子激光器	(148)
10.1	引言	(148)
10.2	空心阴极放电惰性气体离子激光器	(148)
10.3	空心阴极金属蒸气离子激光器	(154)
10.4	空心阴极离子激光器的应用	(160)
第十一章	高功率 CO₂ 激光器	(162)
11.1	引言	(162)
11.2	高功率 CO ₂ 激光器的工作原理	(163)
11.3	横向流动 CO ₂ 激光器的理论模型	(168)
11.4	高功率 CO ₂ 激光器的热力学特性	(178)
11.5	高功率激光谐振腔及光束质量	(180)
11.6	CO ₂ 的分解与再生	(191)
11.7	无氙运行的高功率 CO ₂ 激光器	(195)
11.8	轴向快速流动 CO ₂ 激光器	(197)
11.9	高功率 CO ₂ 激光器的新发展	(199)
11.10	高功率 CO ₂ 激光器的应用	(203)
第十二章	准分子激光器	(210)
12.1	引言	(210)
12.2	准分子激光器的受激机理	(212)
12.3	准分子激光器的结构	(215)
12.4	磁开关及脉冲压缩技术	(217)
12.5	准分子激光器的输出特性	(220)
12.6	准分子激光器的应用	(224)
第十三章	其它气体激光器	(227)
13.1	高功率 CO 激光器	(227)
13.2	可调谐气体激光器	(237)
13.3	远红外气体激光器	(240)
	下篇参考文献	(244)

附 录

附录一、常用气体激光器波长、能级跃迁一览表	(247)
附录二、常用气体的基本物理-化学常数	(249)
附录三、红外材料基本特性	(250)
附录四、反射镜基片材料在 300K 时的特性	(251)
附录五、气体动力学基本参数及其关系式	(252)

上 篇

气体放电理论

第一章 激光物质的原子物理基础

1.1 引言

在讨论气体放电与气体激光时,要涉及到许多原子物理的基础知识,例如能级,高能态,亚稳态,基态,能级符号,量子数,光谱以及电子,离子,原子,分子及其相互作用等基本概念。对于学习过原子物理及光谱学的读者来说,本章是简单的总结和复习;而对于未具备这方面知识基础的读者来说,则是极其必要的。

本章主要从单电子系统和量子数的概念出发,讨论在不同耦合型式中自由电子和束缚原子的多重态光谱,并给出一个简单的分子光谱的结构,原子或分子的跃迁及其选择定则。

1.2 单电子系统及量子数

1.2.1 玻尔原子模型

对于原子结构及线状光谱的分类来说,氢原子具有最简单的形式。

氢原子从紫外到红外光谱范围的频率谱线 ν_{nm} 可以用下面的经验公式来表示:

$$\nu_{mn} = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (1-1)$$

式中 m 和 n 是整数倍的转动次数, 而 R 是一个常数, 称为里德伯 (Rydberg) 常数, 因此不同的线列是由不同的 m 值来决定的。

电子系统的玻尔理论可以用氢的光谱或类似氢的离子光谱来描述。对于处在有正核库仑场的环形轨道中的电子运动, 提出了下面三点要求:

(1) 它只允许处在具有不连续的能量值 W_n 的循环轨道上;

(2) 这些轨道的特征是: 动量矩的数值是 $\hbar = h/(2\pi)$ 的整数倍;

(3) 在这一圆形轨道上的运动要发生辐射损失, 轨道之间的跃迁是通过放射或吸收一个具有频率为 ν_{mn} 的光子实现的, 当 $W_m > W_n$ 时有

$$h\nu_{mn} = W_m - W_n. \quad (1-2)$$

这一理论也是以具有点状核和相应电子的二维圆盘状原子模型为基础的。但是对球形系统状况的原子基本状态来说, 它不仅和经验公式不一致, 而且也量子力学计算结果不一致, 特别是对于处理多电子系统就不再适用了。然而, 由于它有很好的直观性, 因此在考虑轨道动量矩关系和讨论量子力学参数时, 还总是引用玻尔原子模型。

1.2.2 主量子数 (n), 能级图

在计算单电子系统中轨道上的电子能量时, 玻尔理论和量子力学还是符合的。

$$(W_B)_n = -hR/n^2 \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (1-3)$$

式中 n 是转动次数, 或者是主量子数。里德伯常数 R 可以由下式给出:

$$R = \frac{e^4 Z^2}{8\epsilon_0^2 h^3 [1/m_e + 1/(m_K)]}, \quad (1-4)$$

式中 e 为元电荷, h 为普朗克常数, m_e 为电子质量, m_K 为核的质量, Z 为核电荷数。

能量值 (W_B)₁ 称为结合能, 这一能量是电子从有关的状态脱离出来所必须消耗的能量。

公式(1-1)的差值可以给出获得谱线的频率差值, 因此原子的能级可以以频率为单位的测量值来描述。在实际光谱中通常用波数 $\bar{\nu} = \frac{\nu}{c}$ 来表示, 单位是 cm^{-1} , $\bar{\nu}$ 是在真空中每 cm 的波长。

主量子数 $n=1$ 相应的最大结合能为 (W_B)₁ = $-hR$, 这称之为基态。相对于受激能级的电离极限为 $n \rightarrow \infty$, 能级随着主量子数的增加而增加, 于是得到如图 1-1 所示的氢原子的能级图。

很明显, 能量的零线是处在原子的基态, 然后往上取正值为激励能量, 称之为能级原理图。因此在氢原子中主量子数 n 相应于激励能量。

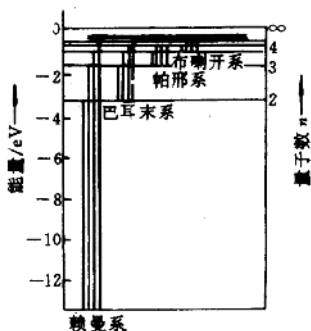


图 1.1 氢原子能级图

$$\begin{aligned} W_n &= (W_B)_n - (W_B)_1 \\ &= hR(1 - 1/n^2). \end{aligned} \quad (1-5)$$

能量的数值不仅可以用波数表示, 也可以用电子伏(eV)作为单位, 这里 $1\text{eV} = 8065.9\text{cm}^{-1}$, 对于数量级为 $1/100\text{eV}$ 的小的能级差, 通常也可用 KT 作为能量单位, $1KT = 0.0258\text{eV}$ (T 为温度, K 为玻耳兹曼常数)。

图 1-1 的能级之间表示出了一系列的跃迁, 其频率是和它相应能级差成正比的。对于所属的一系列的谱线是通过各个下能级来表示的, 主系结束于原子的基态并且看成是吸收的。特别是从主

系的谱线出发,基态和最高能级相联结,联结线称为谐振线,属于上能级的称为谐振能级,这对于复杂的能级图也是适用的。

1.2.3 轨道角量子数(l)和轨道磁量子数(m_l)

由量子力学可知,单电子系统薛定谔方程的解可以应用分离项得到表达式:

$$\Psi(r, \theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi). \quad (1-6)$$

对于角度的变化,可以引入分离常数 α 和 β ,并假定有一定的值:

$$\beta = m_l^2 \quad (m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (1-7)$$

$$\alpha = l(l+1) \quad (l = 0, 1, 2, \dots), \quad (1-8)$$

并且
$$l \geq |m_l|, \quad (1-9)$$

式中 l 为轨道角量子数, m_l 为轨道磁量子数, l 和 m_l 又统称为副量子数。

对于径向部分的解,当 $W \leq 0$ 时可导出方程式(1-3)的玻尔能量 W_n ,这里主量子数 n 的条件为:

$$n \geq l + 1. \quad (1-10)$$

公式(1-6)的解与 n, l, m_l 三个参数有关:

$$\Psi_{n,l,m_l}(r, \theta, \varphi) = R_{n,l}(r)\Theta_{l,m_l}(\theta)\Phi(\varphi), \quad (1-11)$$

由这个方程式我们将得到一系列的重要结论。能量的本征值 W_n , 可以通过主量子数的值来决定,它属于本征状态的一系列的值,这个值可以区别副量子数 l 和 m_l 。人们称这个能量状态是简并的。

按公式(1-7)和公式(1-9),在给定 l 值时, m_l 可以取值为 $2l+1$, 即

$$m_l = l, l-1, l-2, \dots, -l. \quad (1-12)$$

按(1-10)式在给定主量子数的条件下,只有下面的 l 值是允许的

$$l = 0, 1, 2, \dots, n-1. \quad (1-13)$$

属于能量本征值以及不同的本征状态为

$$\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1) = n^2. \quad (1-14)$$

我们用 $\Psi_{n,l,m}$ 或者用狄喇克算符 $|n, l, m\rangle$ 来表示本征状态。

上面所推导的副量子数 l 和 m_l 的物理意义可以由图 1.2 得到解释。

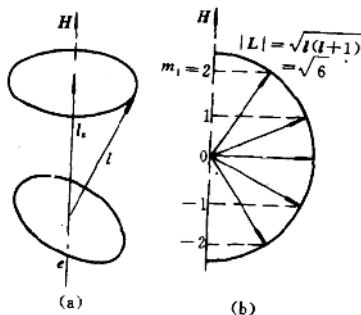


图 1.2 l 和 m_l 的物理意义

(a) 围绕磁场方向 H 的圆形电子轨道动量矩 l 的进动

(b) 在给定的磁场方向下, 对于 $l=2$ 时 L 的可能位置

由图 1.2 可以观察到一个具有动量矩 l 的电子在玻尔轨道上运动。坐标系 z 轴是外部弱磁场的方向, 根据经典电动力学, 电子的动量矩 l 与外场有联系, 并且围绕磁场的方向进动。

动量矩总的 $|L|$ 值和 z 轴分量的 L_z 值都遵守经典的守恒定律, 但是不适合于 x, y 轴分量。对于算符 \hat{L}_z 和 $(\hat{L}_x^2 + \hat{L}_y^2 + \hat{L}_z^2)$ 可以建立本征值方程式, 并可得到下面的本征值:

$$L_z = m_l \hbar, \quad (1-15)$$

$$|L|^2 = l(l+1)\hbar^2. \quad (1-16)$$

根据(1-16)式可以决定角动量子数 l 的数值。而根据(1-15)式副量子数 m_l 是角动量子数 l 在磁场方向上的投影, 并且称之为

磁量子数。

图 1.2(b) 中描绘了 $l=2$ 时的矢量 L 的可能位置。根据 (1-15) 式和 (1-16) 式, 数值 $|L|$ 总是大于分量 l , 在图 1.2 中 $m_l=l$, 并且 l 总是围绕磁场方向成圆锥面的运动。在弱磁场中对于不同的 m_l 值能量都是相等的, 因此每一个本征值 W_{nl} 都是以 $2l+1$ 倍进行方向的简并。

1.2.4 塞曼效应及自旋量子数 $m_s^{[1]}$

如果把气体放在强磁场中, 则可观察到光谱线的分裂。

当磁偶极子处在外磁场之中时, 它受到一个力作用, 这个力企图使它转为与外磁场同一方向。使偶极子旋转一个角度 θ 所需要的能量为

$$W_\theta = \int_{\theta_0}^{\theta} T d\theta \quad (T = d \times F), \quad (1-17)$$

式中 T 是力矩, $F = MH$, M 是偶极子的磁极强度, H 是外磁场强度, d 是极间距离。因为偶极子的磁矩 $\mu_l = Md$, 它的幅值是一个常数。代入 (1-17) 式并积分, 得

$$W_\theta = -\mu_l H (\cos\theta - \cos\theta_0),$$

选择 $\theta_0 = 90^\circ$, 即偶极子垂直于 H 线, 于是

$$W_\theta = -\mu_l H \cos\theta. \quad (1-18)$$

由于空间量子化, 因此 θ 只能取某些一定的值:

$$\theta = \cos^{-1} \frac{m_l}{\sqrt{l(l+1)}}, \quad (1-19)$$

而 μ_l 也是量子化的, 即

$$\mu_l = \frac{e}{2m_e} \hbar \sqrt{l(l+1)}. \quad (1-20)$$

将 (1-19) 式、(1-20) 式代入 (1-18) 式得磁能

$$W_\theta = m_l \left(\frac{e\hbar}{2m_e} \right) H. \quad (1-21)$$

因为 $e\hbar/(2m_e)$ 是常数, 故可能的 W_z 值只决定于轨道磁量子数 m_l 。当 $l=0, m_l=0$ 时, 能级没有变化。如果 $l=1$, 则 m_l 可取 $1, 0, -1$, 于是在磁场作用下, 一个能态分裂成三个能态, 每两相邻能态相差 $\frac{e\hbar}{2m_e} H$ 。同样对于 D 态, 磁场将引起五个等间隔的能级, 如图 1.3 所示。

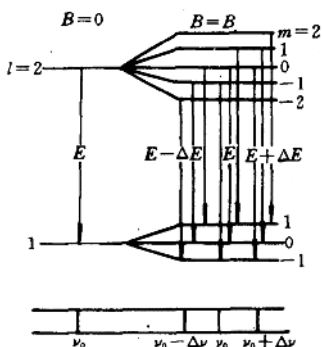


图 1.3 塞曼效应

用电子的轨道磁矩在磁场中的量子化理论可很好地说明塞曼效应; 但是, 在没有外磁场时, 也观察到原子光谱线的分裂, 这一现象是由电子自旋所引起的。按照量子力学的分析, 它的角动量及磁矩分别为

$$P_z = \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad (1-22)$$

$$\mu_z = \frac{e}{2m_e} \hbar \sqrt{s(s+1)}, \quad (1-23)$$

其中 $s=1/2$ 。因此 $P_z = \hbar \sqrt{3}/2$ 。

类似于轨道运动, 自旋角动量也是空间量子化的, 在磁场 H 方向, 它的幅值只能取一定的值:

$$(P_z)_z = \pm \frac{\hbar}{2}, \quad (1-24)$$

自旋磁矩在任意方向的投影只能取两种数值:

$$(\mu_z)_z = \pm \frac{e\hbar}{2m_e}, \quad (1-25)$$

两者的比值 $(\mu_z)_z / (P_z)_z = \frac{e}{m_e}$, 它比轨道磁矩与轨道角动量的比值 $\frac{e}{2m_e}$ 大两倍。式(1-24)可表示为