

激光等离子体原理

[美] G. 贝克菲等著 庄国良 褚 成译

上海科学技术出版社

激光等离子体原理

〔美〕G. 贝克福 等著

庄国良 褚 成 译

魏先任 校

上海科学技术出版社

内 容 简 介

本书是一本从气体电子学的角度全面论述气体激光器和激光等离子体的专著。内容包括气体激光器中放电等离子体的基本物理过程、电激励气体激光器的发展现状、强激光与气体的相互作用以及等离子体的诊断。全书共分十三章,分别由美国和法国相应领域内的著名科学家和教授撰写。第一章是概述;第二章到第五章论述气体激光器放电等离子体中的粒子碰撞;第六、七章论述电子分布函数、电子输运和放电不稳定性;第八、九和十章论述若干种具体的气体激光系统,包括广泛使用的 CO_2 激光器以及目前引起普遍重视的准分子激光器;第十一、十二章论述激光与气体的相互作用;最后一章论述等离子体的诊断。

本书适合于从事研究气体激光器、激光与物质相互作用、激光核聚变、等离子体诊断以及激光应用的科研人员、工程技术人员、高等学校教师、研究生和大学生使用。也可供从事近代气体电子学研究的有关人员使用。

Principles of Laser Plasmas

Edited by George Bekefi

John Wiley & Sons, Inc. 1976

激光等离子体原理

〔美〕G. 贝克福 等著

庄国良 褚 成 译

魏 先 任 校

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路 450 号)

新华书店上海发行所发行 上海商务印刷厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 26.5 字数 634,000

1981 年 12 月第 1 版 1981 年 12 月第 1 次印刷

印数 1—3,000

统一书号: 13119·927 定价: (科五) 3.00 元

译者序

激光是二十世纪六十年代初出现的一门重要的新兴科学技术。由于激光具有任何其它光源所不可能有的优异特性,所以它的出现大大改变了人类对自然界的认识能力。它为实验工作者提供了一种非常灵敏和精确的工具,而且由于它的极高的能量密度可以改变物质的正常状态,这就为理论工作者提供了几乎全新的探索领域。所以激光一问世,在科学界引起了巨大的反响,世界各国都十分重视对它的研究和应用。激光的发展日新月异,激光的应用遍及军事、工业、农业、医学等各个领域。气体激光器的发展尤其迅速,至今已有好几百种原子、分子和瞬态粒子出了激光,激励技术也五花八门,激光谱线遍及真空紫外到远红外的整个光谱区域。

气体激光涉及量子光学、气体电子学等多种学科。至今虽然有几本从光学的角度论述激光器的专著,但是无论国内还是国外,还没有一本从气体电子学的角度专门论述气体激光器及激光等离子体的专著,本书则填补了这一空白。

本书是由美国和法国从事气体激光研究工作的若干著名的科学家和教授在美国麻省理工学院物理学教授 G. 贝克菲主持下合作写成的,他们都是各个领域中的著名专家和权威,所以本书在科学界有较大的影响。本书旨在论述各种激光器中看来最灵活、最有前途的电激励气体激光器的物理基础和发展现状,着重阐述了气体电子学方面的研究对气体激光的贡献,论述了与激光有关的气体电子学的各个领域,以及具体的气体激光系统和气体激光器的某些应用;也用相当的篇幅介绍了强激光与气体的相互作用,即激光引起气体击穿所产生的等离子体,以及等离子体的诊断。纵观全书,第一章到第十章是论述气体激光器的放电等离子体的基本原理,这是本书的主体;第十一、十二章是论述激光引起气体击穿而产生的等离子体的基本原理;最后一章论述了上述两方面的等离子体的诊断测量。本书共有图 275 幅,表 64 张,以及一千一百余篇参考文献,这些都是可供参考的资料。

本书适合于从事研究气体激光器、激光与物质的相互作用、激光核聚变、等离子体诊断以及激光应用的科研人员、工程技术人员、高等学校教师使用。由于本书特别强调物理概念和基本机理,没有十分繁琐的数学推导,所以对有关专业的研究生和大学生也是一本很好的参考书。本书也可供从事近代气体电子学研究的有关人员使用。

原书中一些错误和遗漏,已在译文中加以改正和补充,除个别地方外,一般均未注明。此外还作了些必要的注释,以方便读者。我们将本书正文中所引用的大量参考文献按出现的先后次序作了编号并附在每章的结尾,这样既使译文简洁,又便于读者查阅。此外还将其中属于俄文的参考文献及其作者,从英文译成了俄文。限于水平,译文一定会有许多不妥甚至错误之处,欢迎读者批评指正。

译文承蒙魏先生审校,在此表示衷心的感谢。

译者 1980 年 7 月于上海

前 言

在气体激光的研究中,量子光学和气体电子学这两门学科是互相渗透的。虽然有几本强调激光系统的光学性质的专著,但还没有人专门阐述激光介质的放电现象。我们写作本书的目的就是为了介绍这方面的内容,同时为了对 S. C. Brown 教授在气体电子学领域内作出的许多贡献表示敬意。

本书各章阐述的课题安排如下:

第一章 概述

第二、三、四、五章 粒子碰撞

第六、七章 分布函数和不稳定性

第八、九、十章 激光系统

第十一、十二章 激光与气体的相互作用

第十三章 等离子体诊断

第一章是引言性质的“概述”,接下去有四章讨论碰撞过程:电子-分子碰撞、离子-分子碰撞、复合、亚稳态。再下面两章阐述电子分布函数、电子输运和不稳定性。第八、九、十章讨论了几种具体的激光系统,包括准分子激光器、电激励和电子束激励的分子气体激光器。这头十章代表了本书的主要部分,是编写本书的主要目的。第十一章和第十二章论述激光辐射和气体的相互作用,把它编进本书的原因是由于它对激光和近代气体电子学都有重要意义。最后,第十三章是关于等离子体诊断方面的内容,它是为那些想致力于测量激光器的放电或激光产生的放电中的内部过程的读者准备的。

本书并不是(也不想成为)对气体激光器和激光等离子体每一个课题的全面论述。它也不是该领域的一本教科书。更确切地说,它试图提纲挈领地阐述一系列课题,供研究气体激光器和激光等离子体的近代气体电子学的研究生和科研人员使用。

正文(共十三章)、注释和序言的写作由二十三位作者完成。他们专心致志地工作,富有热情和合作的精神可由下列事实证明:从开始设想到最后的手稿交到出版者手里只化了不到十一个月的时间。编者在此向他们表示最深切的谢意;他们创作本书以及本书可能具有的一切优点,都应当完全归功于他们的努力。

出版迅速的优点是可以及时向读者提出一系列课题和问题,在迅速发展的激光领域中,这些课题和问题仍是新鲜的且具有挑战性。但这也有缺点,首先,各章之间没有相互参照;其次,尽管作者们了解各章的大体内容,然而不同部分的作者之间接触是不多的,因此,不可避免地会有一些重复。不过,这些缺点并不算严重。

G. 贝克福 (G. Bekefi)

1976年3月于马萨诸塞州坎布里奇

目 录

译者序	I
前 言	II
第一章 气体激光器及其应用概述——R. M. 希尔 C. K. 罗兹.....	1
1. 引言	1
2. 气体激光器的现状	1
3. 应用	4
4. 将来的发展.....	14
参考文献	16
第二章 低能电子碰撞引起分子的振动激发——G. J. 舒尔茨.....	19
1. 引言.....	19
2. 谐振激发和非谐振激发.....	20
3. 低能电子对 N_2 、CO、 CO_2 的振动激发(飞镖谐振态)	26
4. 低能电子对 H_2 、 N_2O 和 H_2O 的振动激发(短寿命谐振态).....	36
5. 低能电子对 O_2 、NO 的振动激发(长寿命谐振态)	41
6. 其它分子.....	45
7. 结论.....	46
参考文献	47
第三章 热能离子-分子相互作用——M. T. 鲍尔斯 J. B. 劳登斯莱格.....	50
1. 引言.....	50
2. 测试设备.....	52
3. 低能电荷转移.....	53
4. 电子激发态的反应.....	65
5. 总结和展望.....	66
参考文献	68
第四章 复合——M. A. 拜昂迪.....	72
1. 引言.....	72
2. 带电粒子复合过程.....	72
3. 激光器中的复合.....	86
参考文献	89
第五章 电离气体中的亚稳态原子和分子——J. L. 德尔克鲁克斯 C. M. 费里拉 A. 里卡尔.....	91
1. 原子和分子的亚稳态.....	91
2. 气体放电中亚稳态的产生机理和破坏机理	100
3. 空心阴极放电中亚稳态的产生	115
4. 亚稳态或赝亚稳态粒子与分子之间的激发转移	120
5. 离解激光器	128
参考文献.....	133

第六章 电子上通量在计算辉光放电的激发频率中的应用——W. P. 艾利斯	136
1. 引言	136
2. 上通量	136
3. 静态分布	138
4. 二能级原子	138
5. 直线图	140
6. 非弹性碰撞	141
7. 三能级原子	142
8. 四能级原子	144
9. 电子相互作用	145
10. 应用于激光器	147
11. 总结	147
参考文献	148
第七章 大功率分子激光器放电的稳定性——W. L. 奈翰	149
1. 引言	149
2. 等离子体分析	150
3. 稳态特性	152
4. 带电粒子产生过程引起的不稳定性——辉纹	157
5. 热不稳定性——等离子体颈缩	165
6. 讨论	172
附录	174
参考文献	177
第八章 大功率 CO₂ 激光器——A. J. 德玛里亚	180
1. 引言	180
2. CO ₂ 光谱	187
3. 激发过程	191
4. CO ₂ 激光器的冷却	194
5. 对流冷却激光器的类型	203
参考文献	206
第九章 电子束电离激光器——J. D. 多尔蒂	210
1. 引言	210
2. 对电子束的一些考虑	211
3. 电子束直接激发	218
4. 电子束电离放电	223
参考文献	239
第十章 准分子激光器——C. W. 沃纳 E. V. 乔治	241
1. 引言	241
2. 束缚-束缚体系	242
3. 束缚-自由体系	246
4. 讨论	258
参考文献	259

第十一章 激光辐射引起的气体击穿 —————D. C. 史密斯 R. G. 小迈耶兰德·····	262
1. 引言	262
2. 气体击穿的理论模型	263
3. 实验结果——气体的多光子电离	271
4. 实验数据——级联电离	273
5. 等离子体的维持	285
6. 讨论	287
参考文献	288
第十二章 激光与磁场中等离子体的相互作用 —————B. 拉克斯 D. R. 科恩·····	290
1. 引言	290
2. CO ₂ 激光引起的气体击穿	291
3. CO ₂ 激光加热磁场中的等离子体	298
4. CO ₂ 激光束的俘获和传播现象	302
5. 激光-螺线管核聚变	308
6. 强亚毫米波辐射和等离子体的相互作用	309
参考文献	312
第十三章 激光等离子体的光谱诊断 —————G. 贝克福 C. 多伊奇 B. 雅可比·····	314
1. 引言	314
2. 电子密度的测定	315
3. 电子温度的测定	338
4. 起伏	348
附录	360
参考文献	370
评述 激光聚爆的微球中的空间分辨的 X 射线谱线和激光谐波频率	374
作者索引	391
内容索引	409

第一章 气体激光器及其应用概述

R. M. 希尔 (R. M. HILL) C. K. 罗兹 (C. K. RHODES)

(斯坦福研究所)

1. 引言

激光是非常杰出的发明之一,它改变了人们对世界的认识。它为实验工作者提供了一种非常灵敏和精确的工具,而且这种光源的能量密度可以改变物质的正常状态。它为理论工作者提供了几乎全新的探索领域。本书总的目的在于评述在各种激光器中也许是适应性最强、最有前途的气体激光器的状况,特别是要阐述通常称为气体电子学的这门学科对气体激光的贡献。关于气体电子学与激光有关的各个方面的现状,以及特殊的气体激光系统和它们的某些应用,都作了详细的论述。本章则提供一个总的概貌,简要地讨论气体激光器目前的技术水平,并指出它们当中若干比较有效的、诱人的和有发展潜力的重要应用。对气体激光领域的发展趋势和气体电子学可能将作出重大贡献的那些领域的前景亦作了某些预言。

使激光器成为真正有意义的仪器是辐射能量的相干性。相干振荡器并不是新东西;波长在1~3厘米范围内的由微波振荡器所产生的相干振荡几十年来就已存在。可是,激光器这种相干光源,其光子能量比微波增加了 10^3 到 10^4 倍,波长则相应缩短了这么多倍。现已达到的光子能量能够激发原子和分子的振动运动及电子运动,所以可用它改变受辐照材料的化学性能、结构、甚至状态方程。然而,由它所得到的电磁能量密度的增加则更为突出。例如,如果在微波和激光器的场合,我们有相同的振子密度,且其受激辐射跃迁速率相等,则可获得功率自然将正比于 $1/\lambda$ 。这个功率可以聚到 λ^2 数量级的一个面积上,结果能量密度的增加就正比于 $1/\lambda^3$,导致电磁能量密度增加 $10^9 \sim 10^{12}$ 倍。有这样高的能量密度,就比较容易使材料熔化或蒸发。用激光器已可作金属焊接和切割,以及外科手术和烧灼。在这样的能量密度下,材料表现出非线性传输性能,谐波振荡和波长转换既是可能又很实用。人们正致力于利用可以获得的最高的能量密度把物质压缩到相当于天体内部的密度。

2. 气体激光器的现状

气体电子学是一个含糊的名词,有好些方面发展得已超出原意了。在本世纪四十年代和五十年代,这一研究领域包括了现在归于电子、原子和分子碰撞现象以及等离子体物理学大部分的内容。麻省理工学院电子学研究实验室曾发表一份内容丰富的第283号灰皮报告书:“放电的基本资料”^[1](这份报告最终发展成为同名的一本书),它包含了有关电子的弹性截面和非弹性截面、电子和离子输运特性、复合、附着等方面的资料,这些方面也就是本书的以下各章将要详细讨论的大部分课题。正如我们今天所了解的那样,气体电子学的所有这些内容对激光的发展都已作出了很重要的贡献。

确实已经有数以百计的原子、分子和瞬态粒子利用这样或那样的技术产生了振荡。在加拿大蒙特利尔举行的量子电子学会议上有人报告说,使用足够高的激励密度甚至能使头发油和威士忌酒产生振荡。但在本章,我们只把注意力放在某些并不那么奇特但技术上却比较重要的激光系统上。

第一台气体激光器:氦-氖激光器是在仔细研究了各种激发、去激发和猝灭机理以后做出来的。Javan 于 1959 年提出这一激光体系^[2],并于两年后(1961 年)报导首次获得成功^[3]。这种激光器是用能量转移来产生反转的一个例子。采用外部射频电源或直流电场产生放电,得到亚稳态的 He 原子。He 被激发到靠近 20 伏处的 2^1S 和 2^3S 亚稳态(参阅第五章)。亚稳态氦原子的能量由碰撞而转移,激发氖原子的电子态。氖的 $3p^0$ 基态电子组态主要是被激发到氖的 $3p^4s, 5s-(2s, 3s)$ 能级。由于氦比氖要多得多(约为 10 倍),所以氦的亚稳态能量有效地传递给了氖,使氖的 $2s, 3s$ 到 $2p, 3p$ 跃迁产生反转。上能级的辐射寿命比下能级的辐射寿命约长 10 倍。在阈值附近运转能够产生连续激光。

继续研究这种激光体系,就在 $2s3s$ 到 $2p3p$ 的四种组态的几乎所有允许的谱线上都得到了激光振荡。今天最重要的谱线是波长为 632.8 毫微米的 $3s_2 \rightarrow 2p_4$ 谱线和 $3s_2 \rightarrow 3p_4$ 跃迁的 3.89 微米谱线,其中红色的激光谱线具有广泛的应用。正如表 1.1 所示,He-Ne 激光器的效率、功率和比能量密度都比较低。对它仍旧感兴趣的主要原因在于能够制造出廉价的长寿命的激光管(>20,000 小时),并用于各种各样的场合。如果将来能够廉价地制造出长寿命的连续固体激光器,那末对 He-Ne 体系目前的许多应用可能就变得毫无兴趣了。

氩离子激光器是靠电子优先激发上能态来运转的激光系统的一个例子。产生辐射的能级是位于离子基态上面 19~20 电子伏特的氩离子的电子激发态。如从氩的基态一步激发,就需要 35 电子伏特或更多的电子能量^[4]。在连续运转所必需的大电流放电状态下,涉及离子基态的两步过程也可能成为重要的过程^[5]。在激光波长处于光谱的可见和紫外部分的商品化器件中,这种激光系统产生了最强的且有用的连续激光谱线。如表 1.1 所示,它是一个低效率的体系,从它要求高电子能量来看,可以预计到这一点。比能量密度跟氦-氖情况相似;然而可获得的总功率要大得多,因而可用于那些要求光通量比较高的场合,例如泵浦频率可调的连续染料激光器。此外,氩离子激光器本身对于在它的许多谱线附近有吸收的分子(例如 I_2 分子)来说能作为一种光谱源,它还可用在光化学中。

表 1.1 主要的气体激光器及其性能

类 型	λ	泵 浦	效 率	功 率	比能量密度	用 途
He-Ne	632.8 毫微米	放 电	<0.1%	1~10 毫瓦	10^{-3} 焦耳/升	测量、编码扫描器、准直、存储读出
Ar ⁺ (氩离子)	在可见~紫外 区域的几条谱线	放 电	<0.1%	10 毫瓦~20 瓦	10^{-3} 焦耳/升	光化学、染料激光器的泵浦、光谱学
碘	1.32 微米	光 泵	0.5%		30 焦耳/升	可能用于聚变的激光器,高能激光器
CO ₂	9.4 微米 10.6 微米	放 电 化 学 气 动 电子束控制主放电	5~15%	>100 千瓦	15 焦耳/升	高功率应用、焊接、武器、聚变等等;还用于光谱学

气体电子学的研究对研究气体激光体系大有裨益, N_2 分子激光器就是其中一例, 而 N_2 分子激光器的出现对进一步的大量研究起了促进作用。象氩离子激光器那样, 它依赖于由放电所产生的电子对上能态的优先泵浦。已经知道激发到三重激发能级的详细的截面^[6], 也已经对电子分布作为电场强度的函数作了仔细的确定^[7]。

氮分子激光器中主要的跃迁是第二正系($N_2C \rightarrow N_2B$)的 O-O 带, 波长为 337.1 毫微米。这个跃迁的寿命比较短($\tau \approx 40 \times 10^{-9}$ 秒), 故要求快的泵浦速率。然而下能态 N_2B 的辐射速率和碰撞猝灭都比上能态慢。结果, 该激光体系在激光下能级出现瓶颈效应, 需要以脉冲方式运转。由于 N_2 分子在比一个原子宽得多的谱带上辐射, 所以需要高得多的反转密度。因此, 必需在短于辐射寿命的时间内把大量的能量馈入到气体中去, 这就带来了放电稳定性的问题(见第七章)。新近对氮激光器的设计已使用了分布电容传输线, 充到高电压(~ 20 千伏), 然后由火花隙触发, 垂直于激光腔横向放电^[8]。峰值功率数量级为几兆瓦, 脉冲宽度为 $(2 \sim 10) \times 10^{-9}$ 秒, 每个脉冲能量的数量级为 $1 \sim 10$ 毫焦耳。效率和比能量密度都相当低。

这种激光器的主要用途是作为脉冲染料激光器的泵浦源。用氮激光泵浦的染料激光器的频率范围比用上面讨论过的连续氩离子激光泵浦的染料激光器的频率范围来得宽。由稀有气体亚稳态的能量转移也能够泵浦 N_2 中的第二正系, 而稀有气体亚稳态是由电子束能量馈入稀有气体而得到的。这些系统能产生效率较高的脉冲 N_2 激光器(见第 4 节)。

能量最大、功率最高、工作做得最多, 且文章也发表得最多的激光系统是 CO_2 振动态跃迁激光器(第八章详细论述了该系统)。该系统的发展也从气体电子学的早期工作得到很大好处, 而它反过来又大大地扩展了先前这方面的知识。 CO_2 振动体系的反转依靠氮的振动激发态和 CO_2 分子体系的一个振动态(即非对称拉伸)之间的近谐振能量转移。 N_2 振动态的激发具有大的截面, 该截面又由于 N_2 形成瞬态的负离子而得到增大(见第二章), 在 2 电子伏特附近具有一个峰值。 CO_2 激光系统的研制成功及广泛的应用取决于对电子分布函数和激发截面的详细了解(见第六章)以及对所有的激发能级的能量转移速率和猝灭截面的了解。

CO_2 激光器由于能用许多不同的技术来泵浦, 所以它是非常灵活的。除普通放电方式外, 用电子束泵浦或电子束与主放电相结合的方法也能获得非常高的泵浦速率和功率。这些方法主要用来克服放电不稳定性, 从而允许极高功率的运转(见第九章)。这些激光器也能用化学能来泵浦, 直接导致 CO_2 粒子数的反转, 或先激发其中的氮气。使气流在气动喷管中膨胀也可作为一种泵浦技术。

CO_2 激光器能够在效率为 5~15%、平均功率超过几百千瓦以及较高的比能量下运转(表 1.1)。这导致 CO_2 激光器在需要高能量密度时使用, 如激光聚变、焊接以及激光与气体和固体表面的相互作用。由于它在 9.3 和 10.6 微米区域有许多跃迁, 所以它对于分子振动频率的线性及非线性激发是有用的。它可用于光谱学、光化学, 还可能用于同位素分离(见第三章)。它能在非常高的气压下运转, 并能在它的光谱区域内准调谐。

碘激光器运转在 1.32 微米, 它是光泵浦气体激光器的一个例子, 它以非常低的跃迁几率运转, 产生高的比能量密度^[9]。它是靠某种分子(例如 CF_3I)的光解作用或光离解产生 $^2P_{1/2}$ 态的碘原子而获得反转的, 该 $^2P_{1/2}$ 态是碘原子基态的精细结构的上能态。由于这种光离解专门产生 $^2P_{1/2}$ 态的碘原子, 所以泵浦过程必然引起反转。由于这种激光体系有可

能产生适用于激光聚变的高能脉冲,所以对它相当重视。到目前为止获得的效率约为 0.5% (表 1.1),说明从闪光灯获得处于 270 毫微米泵浦带的光子的效率很低。如果能有一种有效的泵浦,则该激光体系的效率可以显著地得到改善。

正如前面指出的那样,其它许多体系也能获得反转。特别重要的是 HF 和 CO 振动跃迁激光器。HF 体系能用化学泵浦,例如使用 H_2 和 F_2 的混合气体,并用电子束来引发反应。这一方法能得到超过 100% 的电效率和百分之几的化学效率。采用类似于 CO_2 激光器的那些方法已经做出了 CO 振动跃迁激光器,它看来颇有希望获得高达 50% 左右的非常高的运转效率。可以预料这些体系会进一步发展。

3. 应 用

气体激光器的应用范围涉及广泛的科技领域。而且这些应用的深度及广度和量子电子学以及电离介质物理学是分不开的,因为它们构成了整个领域的基础和总的框架。显然,完整的论述超出了本章的范围和要求。所以从目前的许多应用中我们只探讨几个重要的有代表性的大的方面。所选择的例子包括光谱学、原子和分子的质量和能量的转移、激光聚变、激光同位素分离、非线性光学现象、材料加工和医学应用。表 1.2 列出了这些课题以及有关应用的简单描述。气体电子学(用它来研究激光介质的运转)在所有这些科技问题中起了核心作用。

表 1.2

课 题	应 用	参 考 资 料
原子和分子光谱学	测量原子和分子的结构(例如,以高分辨率确定能级结构,超精细耦合和振动-转动常数)	[10] [11]
原子和分子碰撞: 质量和能量转移	测量原子和分子的相互作用(例如,能量转移速率、反应速率)	[12~15]
激光核聚变	商业发电,产生中子(模拟),X 射线激光器	[16]
激光同位素分离	分离铀和钚,供商业发电使用;反应堆废物处理	[17, 18]
非线性光学现象	测量非线性磁化率(例如 χ_3),对原子和分子作“选择性”测量	[19, 20]
材料加工	焊接、加工、半导体生产	[21]
医学应用	视网膜焊接、外科手术、治疗皮肤病	[22]

3.1 原子和分子光谱学

传统的光谱测量提供了有关孤立原子和分子系统的能级结构的资料。于是定出各个能量本征态相对于系统基态的位置。在用哈密顿算符表示时,这些就是对角元。借助于光谱技术还能确定与跃迁速率有关的非对角元。前者(对角元)取决于光谱线中心频率的位置,而后者(非对角元)可以通过测量那些跃迁的强度求出来。

从光谱研究所得到的资料通常受到可能达到的能量(频率)分辨率的限制。早先对分子振动频率只能做低分辨率的研究就是一个例子。由于缺乏足够的分辨率来显示转动谱线

的结构, 所以它们没有能提供有关分子转动惯量的资料。图 1.1 所示的光谱就是一例, 它是在相当低的分辨率下取得的 CO_2 的 15 微米谱带^[23]。

既然与超精细结构相联系的耦合构成了存在于原子和分子系统中的最小的能量标度, 所以它们可作为高分辨率光谱学性能的一个判断标准。因此, 作为说明光谱技术的方法及其局限性的一个例子, 以下介绍关于分子超精细相互作用的测量结果。

对于典型实验室条件下的气体介质, 多普勒宽度是波长小于大约 1000 微米的那些跃迁的极限线宽。所以多普勒宽度确定了线性光谱测量的分辨率的极限。由于多普勒宽度 $\Delta\omega_D$ 正比于 $\omega(v/c)$, 这里 ω 是跃迁频率, v 是分子速度, c 是光速, 所以分辨率 $\omega/\Delta\omega_D$ 就限制在近似等于 $c/v \sim 10^6$ 。为了提高光谱分辨率, 需要一种能够消除多普勒宽度的技术。兰姆(Lamb)^[24]最先讨论了这种方法所根据的物理过程, 而 Szöke 和 Javan^[10]

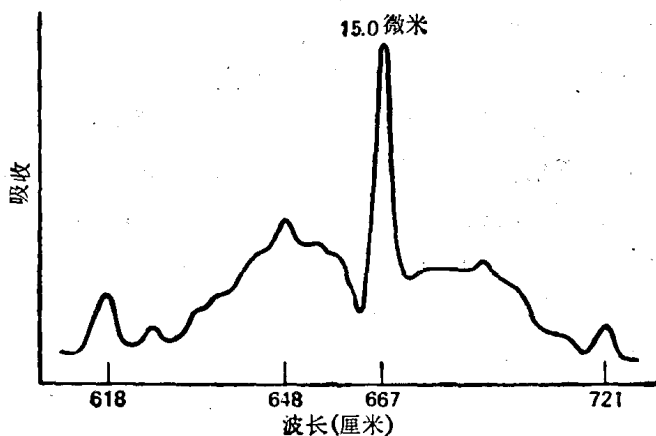


图 1.1 在低分辨率下得到的 CO_2 的 15.0 微米谱带 ($00^0_0 \rightarrow 01^1_0$) 的吸收分布线形

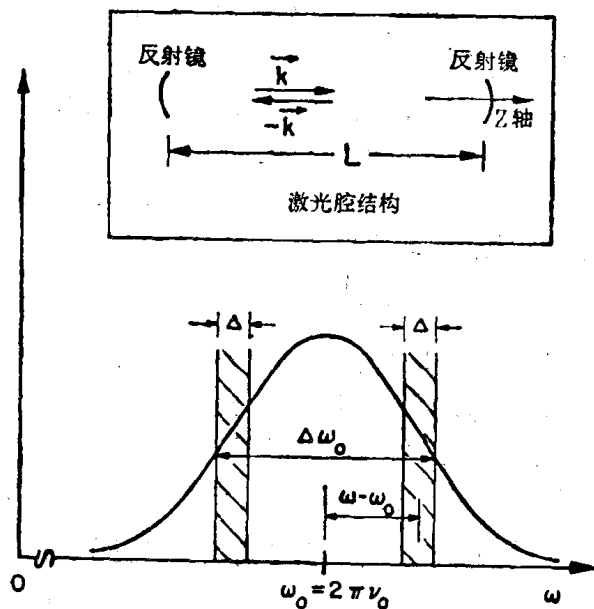


图 1.2 非均匀加宽跃迁的谱线线形。非均匀线宽用 $\Delta\omega_0$ 表示, 辐射体的均匀全宽度用 Δ 表示。插图画出了长度为 L 的腔, 其中有波矢为 k 和 $-k$ 的两个方向相反的行波

首先做出实验。Toschek^[25] 提出了饱和光谱学最近的概况。从基本观点出发, 兰姆凹陷是由光的干涉产生的, 这种干涉发生在构成激光腔中驻波花样的方向相反的两列行波之间。下面考虑图 1.2 所表示的非均匀加宽谐振的饱和性能问题, 这个问题虽经简化但有代表性。图 1.2 上的插图表示由位于 Z 轴上间距为 L 的两个反射镜所构成的谐振腔。在理想传导平面反射镜的情况下, 谐振腔的本征频率 ν_n 满足 $\nu_n = n(c/2L)$, 因此, 彼此相差 $c/2L$ 的整数倍^[26]。为了鉴别出由于存在单模而产生的效应, 我们进一步假设 $c/2L \gg \Delta\omega_0/2\pi$, 这里角频率 $\Delta\omega_0$ 表示跃迁的非均匀全宽度。在这样的限制条件下, 就只有一个单模能与谱线有显著的相互作用。为简单起见, 设 $\omega_0 = 2\pi mc/2L$, m 是某一整数。因此在腔

长 L 发生小的变化时, 所研究的本征频率 $\omega = \omega_m$ 依赖于参量 δ 的关系式为:

$$\omega \equiv \omega(\delta) = \omega_0 \left(\frac{1-\delta}{L} \right) \quad (1.1)$$

值得注意的是腔长增加时 ($\delta > 0$), 本征频率减小。所以人们可以设想有两种方法, 使得模的频率能扫过谐振频率; 一种方法是固定 ω_0 , 改变腔长, 另一种方法是固定腔长, 改变跃迁频

率(例如利用斯塔克效应)。这两种方法似乎是完全等效的,但实际上是不同的,在后一种情况下引进外场(通过斯塔克效应或塞曼效应)来调整原子或分子的谐振将会破坏能级的空间简并度。实验上两种方法都用上了。

暂且我们假设单个的辐射系统的全宽度符合下列条件: $\Delta \ll \omega_D$, 这是观察非线性谱线变窄的必要条件。可见频率为 ω 的行波仅与那些在实验室坐标系中谐振频率处于 $\omega - (\Delta/2)$ 到 $\omega + (\Delta/2)$ 的范围内的辐射体发生相互作用。如果 $\mathbf{k}$ 和 $\mathbf{v}$ 分别表示行波的波矢和辐射系统的原子速度,则实验室坐标系中观察到的谐振频率为 $\omega_0 - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v})/c$ 。设 $\mathbf{k}$ 沿 Z 轴方向(即 $\mathbf{k} = k_z$),并结合前面关于单个系统的宽度的假设,则发生相互作用的系统的 Z 方向速度分量 v_z 处于下列范围内:

$$\frac{(\omega_0 - \omega)c}{k} - \frac{c\Delta}{k} \leq v_z \leq \frac{(\omega_0 - \omega)c}{k} + \frac{c\Delta}{k} \quad (1.2)$$

因此,可以看出行波有选择地与具有特定速度的系综作用。然而,振荡器腔中存在的驻波场是由波矢分别为 $\mathbf{k}$ 和 $-\mathbf{k}$ 的两个行波组成的。因此,如果 $|\omega_0 - \omega| > \Delta$, 则驻波与两个独立的速度系综发生相互作用,这两个速度系综由多普勒频移对称地处于谱线中心频率 ω_0 的两侧。图 1.2 上的阴影区即表示这两个系综。

现在我们用 E 来表示腔中由自持振荡产生的光学驻波的振幅。此时,饱和光学增益 g

等于总损耗 l , 这就是稳态振荡条件。在现在的分析中,只需要知道 g 是 E 的单调递减函数就足够了。倘若使腔的频率严重地失调而偏离谐振中心(即 $|\omega - \omega_0| > \Delta$), 则两个分立的系综将独立地与振幅为 E 的场发生相互作用。由于光学增益的饱和取决于单个量子力学辐射体的饱和,所以振荡条件基本上由下式给出:

$$g\left(\frac{1}{2} E\right) = l \quad (1.3)$$

反之,如果腔的频率十分接近精确的谐振频率(即 $|\omega - \omega_0| < \Delta$), 则两个行波都与同一个速度系综发生相互作用。在这种情况下,与辐射系统发生相互作用的电场的振幅是 E (驻波的整个振幅),而不是 $\frac{1}{2} E$ 。因此振荡条件的表示式现在为:

$$g(E) = l \quad (1.4)$$

假设损耗没有饱和(即 l 与 E 无关),同时考虑到增益是 E 的单调递减函数,则解 (1.3) 式得到的场振幅比解 (1.4) 式得到的大。更简洁地说,由于两个行波干涉的结果,谱线中心处的增益更迅速地出现饱和。而且这种迅速出现的饱和的频宽取决于 Δ (各个辐射体的特征频宽)。当调谐到谱线中心时由于这一效应引起单模振荡器的输出强度降低,这就是著名的兰姆凹陷。

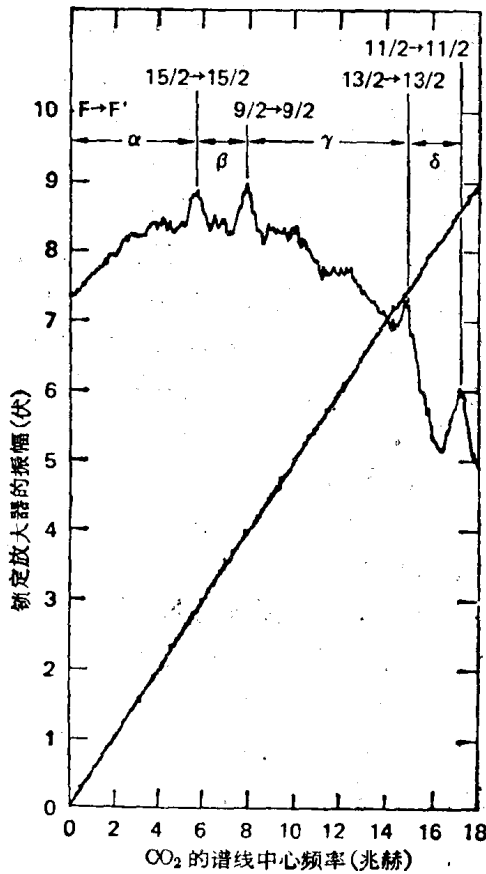


图 1.2 在 1041.279 厘米^{-1} 处 $^{12}\text{CH}_3^{35}\text{Cl}$ 的 $\nu_6^R Q_2(6)$ 跃迁上观察到超精细跃迁的 $F \rightarrow F'$ 四重线的光谱

该效应及它的变化形式已用来确定几种分子的超精细分裂。对 $I_2^{[27]}$ 、 $^{12}CH_3^{35}Cl^{[28]}$ 和 $CH_4^{[29]}$ 的测量就是这些技术最近的一些例子。图 1.3 表示 $^{12}CH_3^{35}Cl$ 的电四极结构的一些结果^[28]。在 $\nu_8^R Q_3(6)$ 跃迁中观察到由 Cl 自旋 $I = \frac{3}{2}$ 引起的四条谱线。对这种特性的超精细测量为 C-Cl 键的共价离子特性提供了直接的资料^[30]。

显然,最优美和引人注目的高分辨率测量是 Hall 做的那些工作^[29]。在这些测量中分辨率达到 1.4×10^{10} , 说明比一般多普勒极限改善了 5×10^4 倍。在 Brewer 和 Mooradian^[31] 以及 Ross 等人^[32] 的精采的评论中可得到关于光谱测量的进一步的例子。

3.2 原子和分子的结构和碰撞

关于原子和分子碰撞的详细情况的基本知识具有重大的科学意义和实际意义。由量子电子学的研究而发展起来了许多激光器, 它们本身又是研究原子和分子碰撞的非常灵敏的工具。对电子^[33, 34]、振动^[12~14]和转动^[15, 35~38]的能量转移以及反应过程^[39, 40]已作过研究。在这些研究中使用了许多种方法, 包括相干光谱学^[41]和考虑碰撞对谱线线形的影响^[42, 43]。然而后面这两种技术, 尽管实验上较为简单, 但是在选择碰撞粒子的状态方面是不够精确的, 所以对相互作用位能的许多细节往往不够灵敏。例如, 总截面数据没有显示出分波之间的干涉, 这种干涉为分子束实验得到的角分布所特有, 而这一特性既能提供有益的资料又能引起人们的兴趣。对于这些实验来说, 在为处于初始态的反应系统提供激励和确定终态分布方面, 相干源都是同样有效的。原则上确实可能安排一些能有效地模拟分子束结构的实验装置, 来确定表示分波之间干涉现象的微分散射截面 $d\sigma/d\Omega(\theta, E)$ 。在这种特性的实验中, 为了完全确定速度矢量, 需要在三维空间中选择速度。这就是把在兰姆凹陷中起作用的过程推广到了三维空间。

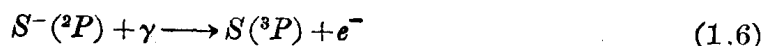
我们来探讨两个用激光研究原子和分子的特性以及相互作用的例子, 这种研究跟量子电子学是有关系的。第一个例子是原子负离子的研究, 第二个例子是转动非弹性分子碰撞。

3.2.1 负离子研究

用激光光致分离技术已成功地研究了负离子^[44~46]。这些实验确定了电子亲合势、负离子激发态的存在方式^[47~49]和分子离子(例如 CO_3^-)的光致分离的模型; CO_3^- 由下列过程分解



此外, 对于 S^- 的情况, 由反应

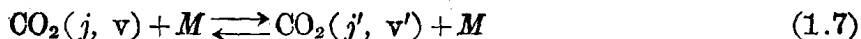


观察到起因于精细结构的跃迁的多重线, 能确定 $S(^2P)$ 态的自旋-轨道裂距^[46]。从这些实验研究得到的资料对大气物理学和激光介质物理学都有影响。

3.2.2 转动非弹性碰撞

现在报道一种实验方法的特点^[37, 50], 该实验方法把分子系统的非中心力相互作用的某些特性孤立起来进行研究。在这项工作中观察了由 CO_2 与各种碰撞粒子发生转动非弹性碰撞所产生的线性动量分布。转动的非弹性意味着非中心力起了作用。可以看到将这种一维的实验技术推广到三维空间, 就能使研究等效于前面提到过的用分子束来测量微分散射截面的研究。

考虑的一般过程为



式中 (j, v) 分别代表 CO_2 分子的转动量子数 j 和速度 v , M 代表相应的碰撞粒子。在下面描述的实验技术中, 利用饱和光谱学的方法来检测由转动非弹性碰撞过程引起的速度分布, 由此可以导出这些碰撞中分子速度的一个分量(z 向分量)的平均变化值, 即 $(v - v')_{z_{\text{平均}}} \equiv \Delta v_z$ 。这些数据直接提供了有关分子之间作用力特性的资料^[51, 52], 并补充了另一些方法(如压力加宽和动力学的研究)的成果^[53, 54]。基本的实验技术是: 用对速度有选择性的激光使特定的分子跃迁饱和的方法, 使某个转动能级的速度分布发生扰动, 再测出这一扰动给邻近的某个转动态的碰撞转移, 所用的实验装置表示在图 1.4 中。使用了两对稳频的 TEM_{00} 单模 CO_2 激光源(1, 2)和(3, 4); 用 1 和 4 标记的两台激光器作为本机振荡器, 稳频在它们各自的 $P(j)$ 和 $P(j')$ 激光跃迁的中心。振荡器 2 和 3 的输出光强度分别为 20 瓦/厘米² 和 2 瓦/厘米², 它们沿同一条直线通过一个吸收池, 该吸收池中含有 CO_2 和碰撞粒子 M 组成的混合气体。光束 ω_2 和 ω_3 的一部分与它们各自的本机振荡器外差混频, 测量的频率是由此得到的 $|\omega_1 - \omega_2|$ 和 $|\omega_3 - \omega_4|$ 。

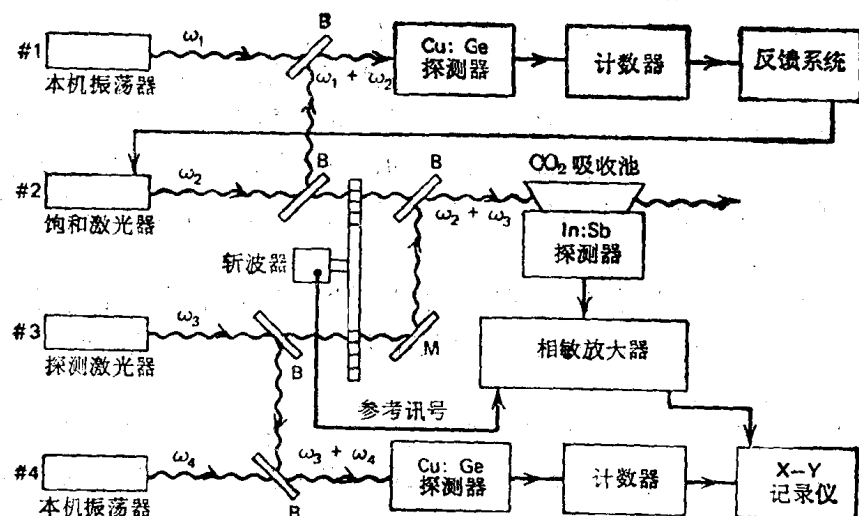


图 1.4 实验装置简图。图中画出了两对 [(1, 2) 和 (3, 4)] CO_2 稳频激光器, 它们分别是探测用激光器以及运转在 $P(j)$ 和 $P(j')$ 跃迁的本机振荡激光器。探测光束 ω_2 和 ω_3 用一个分光板(B)合在一起, 并在空间重合通过吸收池

斩波器使两条探测光束得到调制。振荡器频率由外差技术确定。从吸收池的 CO_2 $00^01 - 00^00$ 跃迁产生的 4.3 微米荧光照在一个液氮冷却的 InSb 探测器上, 并用机械调制的 ω_2 光束(调制频率 780 赫兹)和 ω_3 光束(调制频率 540 赫兹)以及当振荡器 3 进行频率扫描时在合频率 1320 赫兹上同步检测的方法来加以观察。对合频率分量的检测大大地减小了 4.3 微米荧光的本底, 这种本底在实验中是没有用的。4.3 微米的强度和振荡器 3 的频率同时记录在磁带上。

图 1.5 给出了用这种实验方法对 CO_2 和 CH_3F 的混合气体所获得的典型资料, 在这一例子中, 混合比例为 $\text{CO}_2:\text{CH}_3\text{F}=1:3$, 混合气体的总压力为 80 毫托, 振荡器 2 和 3 分别运转在 10.6 微米 $P(20)$ 和 $P(18)$ 跃迁上。所以我们检查的是 $\Delta J = |J - J'| = 2$ 这个情况。

而且振荡器 2 被锁定在谱线中心以上 12 兆赫处,使扰动了的速度分布按图所示的方式发生移动。我们发现,由于碰撞引起速度变化,所观察到的宽度 4.7 兆赫比由于辐射产生的扰动引起的宽度(在这些条件下为 ~ 1.7 兆赫)大得多。根据有关这些碰撞引起的谱线线形与气压和浓度的关系的研究,有可能推断出在转动非弹性碰撞中线性动量转移的分布情况,所以也就可能直接获得有关分子间各向异性相互作用的资料。

相干瞬态效应(章动、啸声、回波等)的观察^[55~57]也得到了关于能级结构和碰撞过程的基本资料,这些资料可以对整个的分子分布或对精细的速度等级加以确定。

利用激光技术检测原子和分子碰撞的新型实验技术正在迅速发展。这些应用在我们对这些碰撞现象的理解、以及在量子电子学和激光介质物理学方面都具有重大的影响。

3.3 激光核聚变

核聚变常常被认为是最终的和最理想的能源,目前正在对两种完全不同的方案进行着深入的研究。这两种互相竞争的途径是平常的磁约束方法和激光核聚变方法^[60]。激光核聚变的方法需要研制具有特别优良性能的激光器,其指标是:能量输出要高,约 $10^5 \sim 10^6$ 焦耳;脉冲宽度要短,约 10^{-10} 秒;可见光波长标称值约 $5000 \text{ \AA}$ 和效率要高, $\geq 3 \sim 5\%$ ^[17]。此外,能量必须聚焦,以便有效地把能量耦合到初始尺寸近 50 微米的靶上。

关于激光核聚变的综合性评论以前就有了^[58],这里只限于比较简单的介绍。

在激光核聚变领域内,等离子体现象在研制新型激光介质和研究被辐照靶的物理学两方面都起着重要的作用。然而,这两个方面所涉及的等离子体密度 N_e 和温度 T_e 范围是不同的。前者相应于空间均匀的准稳态情况, $N_e \leq 10^{17}/\text{厘米}^3$ 、 $T_e \sim 1$ 电子伏特;后者在典型情况下相应的 $N_e \sim 10^{24}/\text{厘米}^3$ 、 $T_e \sim 10$ 千电子伏特,且具有大的空间梯度和复杂的时间依赖关系。

与研制可应用于激光核聚变的新型激光介质有关的等离子体问题,已有大量的资料^[59,60]。本书另外还讨论了准分子激光器(见第十章)。主要问题是原子和分子激发^[41]、电离和复合过程^[61](见第四章中复合的讨论)。一般来讲,完全可以把电子分布函数看作具有某一特定温度 T_e 的玻尔兹曼分布。当然,例外确实存在,特别是在比较狭窄的能量范围内电子分布发生谐振耦合的情况(见第二、六、七章)^[62]。这种现象在等离子体激发的红外分子激光器中往往是很重要的。本书对所有这些问题的重要方面都着重作了论述。最后,根据这些考虑发展起来的激光器具有广阔的适用范围,例如同位素分离和光化学。

高热、高密度的聚变靶的性能和电磁耦合对于电子分布函数特别敏感。分布函数在吸收、超热电子的产生(一般是不希望发生的)和光能的反射方面起着强烈的作用。这些问题

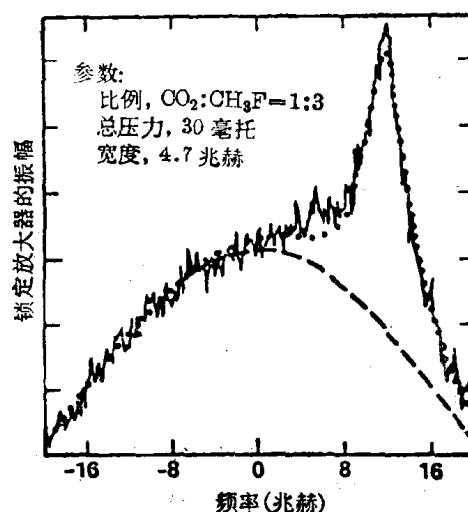


图 1.5 用图 1.4 所示的装置在 CO_2 和 CH_3F 的混合气体的 4.3 微米 CO_2 荧光中观察到的饱和谐振。横坐标是频率 $\omega_3 - \omega_4$ 。振荡器 2 和 3 分别工作在 10.6 微米 $P(20)$ 和 $P(18)$ 跃迁上,振荡器 2 锁定在谱线中心以上 12 兆赫处。虚点线为信号的高斯型加上洛伦兹型(中心在 +12 兆赫处),虚线是计算机确定的总信号中高斯型本底部分