



高等学校电子信息类规划教材

激光物理

(第二版)

钱梅珍 崔一平 杨正名 编著



电子工业出版社

PUBLISHING HOUSE OF ELECTRONICS INDUSTRY

URL: <http://www.phei.com.cn>

高等学校电子信息类规划教材

激光物理

(第二版)

钱梅珍 崔一平 杨正名 编著

電子工業出版社

Publishing House of Electronics Industry

北京·BEIJING

内 容 简 介

本书系统地阐述了激光的半经典理论和全量子理论。全书共分15章,前8章详细阐述了激光的半经典理论,并用此理论处理了各类激光器和讨论了瞬态相干效应。第9章~第11章论述了激光的全量子理论基础以及用全量子理论分析激光光子统计分布等问题。第12章~第15章分别介绍了激光的不稳定性与混沌态、相干性、光的压缩态和合作辐射等内容。

本书可作为高等学校电子科学与技术、应用物理学、物理学、生物医学工程等有关专业研究生“激光物理”课程的教科书,也可供大学有关专业教师、高年级学生及有关科研人员参考。

未经许可,不得以任何方式复制或抄袭本书之部分或全部内容。

版权所有,翻版必究。

图书在版编目(CIP)数据

激光物理/钱梅珍,崔一平,杨正名编著. - 2版. - 北京:电子工业出版社,2001.9

高等学校电子信息类规划教材

ISBN 7-5053-5874-X

I. 激… II. ①钱…②崔…③杨… III. 激光理论-高等学校-教材 IV. TN241

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2001)第 052125 号

丛 书 名: 高等学校电子信息类规划教材

书 名: 激光物理(第二版)

编 著 者: 钱梅珍 崔一平 杨正名

责任编辑: 张荣琴

特约编辑: 孙 俊

排版制作: 电子工业出版社计算机排版室监制

印 刷 者: 北京李史山胶印厂

装 订 者:

出版发行: 电子工业出版社 URL: <http://www.phei.com.cn>

北京市海淀区万寿路 173 信箱 邮编 100036

经 销: 各地新华书店

开 本: 787×1092 1/16 印张: 15.75 字数: 413.3 千字

版 次: 2001 年 9 月第 2 版 2001 年 9 月第 1 次印刷

书 号: ISBN 7-5053-5874-X
G·534

印 数: 4000 册 定价: 22.00 元

凡购买电子工业出版社的图书,如有缺页、倒页、脱页、所附磁盘或光盘有问题者,请向购买书店调换;
若书店售缺,请与本社发行部联系调换。电话 68279077

出版说明

为做好全国电子信息类专业“九五”教材的规划和出版工作,根据国家教委《关于“九五”期间普通高等教育教材建设与改革的意见》和《普通高等教育“九五”国家级重点教材立项、管理办法》,我们组织各有关高等学校、中等专业学校、出版社,各专业教学指导委员会,在总结前四轮规划教材编审、出版工作的基础上,根据当代电子信息科学技术的发展和面向 21 世纪教学内容和课程体系改革的要求,编制了《1996 年~2000 年全国电子信息类专业教材编审出版规划》。

本轮规划教材是由个人申报,经各学校、出版社推荐,由各专业教学指导委员会评选,并由我部教材办经各专指委、出版社,审核确定的。本轮规划教材的编制,注意了将教学改革力度较大、有创新精神、特色风格的教材和质量较高、教学适用性较好、需要修订的教材以及教学急需,尚无正式教材的选题优先列入规划。在重点规划本科、专科和中专教材的同时,选择了一批对学科发展具有重要意义,反映学科前沿的选修课、研究生课教材列入规划,以适应高层次专门人才培养的需要。

限于我们的水平和经验,这批教材的编审、出版工作还可能存在不少缺点和不足,希望使用教材的学校、教师、同学和广大读者积极提出批评和建议,以不断提高教材的编写、出版质量,共同为电子信息类专业教材建设服务。

原电子产业部教材办公室

前 言

本教材按电子信息产业部的《1996年~2000年全国电子信息类专业教材编审出版规划》，经光电子技术教学指导委员会推荐出版。本教材由东南大学钱梅珍、崔一平、杨正名编写，哈尔滨工业大学王雨三教授担任主审。

本教材的参考学时为 60 学时。

本书共分 15 章。由于这是一本研究生教材，起点建立在本科生“激光原理”的基础上，所以对很多基本问题未作详细讨论，以节约篇幅便于包容一些有较大潜在价值和发展前景的新内容。第 1 章介绍的半经典理论是以量子力学所描述的粒子和经典电动力学所描述的场之间相互作用为基础的分析激光问题的方法。第 2 章~第 8 章论述了这一理论的概念和出发点，然后用这一理论分析和讨论了静止原子激光器、运动原子激光器、环型激光器、塞曼激光器、双光子激光器以及瞬态相干效应等。这种方法比较深刻、严谨，能清楚地阐明很多激光问题，也容易理解。对于用半经典理论难以分析或无法讨论的问题，本书则采用量子力学所描述的粒子和以量子电动力学所描述的场相互作用来分析这类激光问题。第 9 章~第 11 章在对辐射场量子化的基础上，阐明了激光器的全量子理论和用它来处理涉及到场的粒子性的激光问题。例如激光场从零场的建立和光子统计分布等。这种全量子理论虽比较繁杂和深奥，却能进行更为严格的分析并能给出正确的结论。为适应发展的需要，后面几章讨论了一些近来发展较快的内容，包括激光的不稳定性和混沌态、相干性、光的压缩态和合作辐射等。

本书第一版于 1990 年出版，并于 1996 年获第三届全国工科电子类专业优秀教材一等奖。因读者需要和部分读者的意见，这次对原教材进行了适当修改和补充。

本版教材由钱梅珍修编第 2 章~第 6 章、第 8 章~第 11 章和附录，崔一平修编第 1 章、第 7 章、第 12 章~第 15 章。由于编者水平有限，书中难免存在一些缺点和错误，殷切希望广大读者批评指正。

编 者
1999 年 6 月

目 录

第 1 章 激光理论概述	(1)
1.1 经典理论	(2)
1.2 速率方程理论	(4)
1.3 半经典理论	(6)
1.4 量子理论	(7)
第 2 章 电磁场方程和密度矩阵	(8)
2.1 激光电磁场的振荡方程	(8)
2.2 密度矩阵	(12)
2.3 密度矩阵的运动方程	(15)
2.4 二能级原子系统的密度矩阵	(16)
2.5 密度矩阵的矢量模型	(22)
2.6 拉比强信号理论	(25)
第 3 章 静止原子激光器的振荡理论	(28)
3.1 介质的极化	(28)
3.2 单模工作状态	(33)
3.3 多模工作状态	(38)
3.4 模式竞争与锁定	(42)
第 4 章 运动原子激光器的振荡理论	(51)
4.1 介质的极化	(51)
4.2 单模工作状态	(57)
4.3 多模工作状态	(61)
第 5 章 环型激光器	(66)
5.1 环型激光器的自洽场方程	(66)
5.2 介质的极化	(67)
5.3 环型激光器的工作特性	(71)
5.4 多模单向环型激光器	(73)
第 6 章 塞曼激光器	(75)
6.1 塞曼激光器的自洽场方程	(75)
6.2 介质的极化	(78)
6.3 塞曼激光器的工作特性	(82)
第 7 章 双光子激光器	(87)
7.1 密度矩阵的运动方程	(87)
7.2 介质的极化	(91)
7.3 工作特性	(92)
第 8 章 瞬态相干效应	(97)
8.1 场包络的运动方程	(98)
8.2 自感应透明效应	(100)
8.3 光学章动	(105)

8.4	光学自由感应衰减	(111)
8.5	光子回波	(113)
第 9 章	场的量子化及场的状态描述	(118)
9.1	辐射场的量子化	(119)
9.2	光子数态	(121)
9.3	多模电磁场	(125)
9.4	光子位相算符	(127)
9.5	相干态	(134)
9.6	光场按相干态展开	(142)
第 10 章	光辐射的量子理论	(147)
10.1	辐射场和原子系统的相互作用	(147)
10.2	原子发射和吸收的跃迁几率及物理意义	(150)
10.3	多模场中原子的辐射和吸收几率	(155)
10.4	原子光辐射的谱线宽度	(158)
第 11 章	激光器的全量子理论	(161)
11.1	库理论——密度算符方法	(161)
11.2	场的运动方程	(163)
11.3	激光光子统计分布	(175)
11.4	激光线宽	(181)
第 12 章	激光器的不稳定性与混沌态	(184)
12.1	麦克斯韦-布洛赫方程	(184)
12.2	激光不稳定性与混沌态	(186)
第 13 章	相干性	(190)
13.1	相干性的基本概念	(190)
13.2	一阶相干性	(191)
13.3	二阶相干性	(198)
13.4	激光腔中光场空间相干性的发展	(200)
13.5	相干性的量子理论	(202)
第 14 章	光的压缩态	(205)
14.1	从相干态到压缩态	(205)
14.2	压缩态的正交性、归一性和完备性	(209)
14.3	压缩态的光子统计性质	(210)
第 15 章	合作辐射	(213)
15.1	一般描述	(213)
15.2	超辐射	(214)
15.3	超荧光	(217)
15.4	合作散射	(228)
附录		(231)
附录 A	电磁场中带电粒子的哈密顿量	(231)
附录 B	量子力学的狄拉克表述	(233)
附录 C	特征函数与准概率密度	(239)
附录 D	福克-普朗克方程	(242)
主要参考文献		(244)

第 1 章 激光理论概述

激光是 20 世纪 60 年代初期发展起来的新型相干光源。与普通光源相比,它有着单色性好、方向性好、亮度高等突出的优点。激光的问世导致了光学技术的革命性飞跃,为人们研究物质结构以及许多基本物理现象提供了崭新的方法和手段,同时也对许多技术科学及应用产生了极其深远的影响。

光与物质相互作用的理论描述方法对认识各种光学现象起着至关重要的作用。激光仍属于光与物质相互作用的范畴,只不过它是一种特殊的过程,是由光与物质相互作用时通过受激辐射放大产生的光。要了解激光理论,首先回顾一下光与物质相互作用过程的几种理论描述方法。常用的理论有经典理论、速率方程理论、半经典理论和全量子理论。激光的特性则完全可以用这些理论加以描述。

在辐射的量子理论建立以前,人们用经典理论来描述光与物质的相互作用。在洛仑兹的经典理论中,辐射场被视为经典电磁场,而介质原子则被视为经典谐振子,其间的相互作用是经典偶极子在外电场作用下作强迫阻尼振荡的结果。这个模型简单、直观,并能正确说明光辐射与物质相互作用的某些实验现象。对此将在本章 1.1 节中作扼要回顾。

在《激光原理》和《激光技术》等课程中,人们往往采用腔内光子数和工作物质中有关能级上的原子数随时间变化的速率方程组来处理光辐射与物质相互作用的问题,这就是所谓的速率方程理论。这种方法引入了唯象爱因斯坦理论,忽略了量子化辐射场的相位特性和光子数起伏,仅仅考虑介质粒子和光子相互作用能引起粒子数(或光子数)的变化,所以只能给出辐射场的强度特性。这一理论方法简单、易理解,但讨论的问题受到限制。本章 1.2 节也将简单地加以介绍,并举例说明这一理论在二能级激光系统描述中的应用。

半经典理论是处理光与物质相互作用最常用的理论。这种理论用经典的麦克斯韦(Maxwell)方程描写辐射场,用量子力学来描述激活介质原子。运用半经典理论描述激光振荡首先要找出激光振荡振幅和频率的自洽方程,然后通过求解自洽方程来讨论激光的特性。本书第 2 章~第 8 章将对半经典理论作详细讨论,并运用它来处理环型激光器、塞曼(Zeeman)激光器、双光子激光器等。半经典理论能完美地解释许多激光物理现象,成功地处理许多诸如烧孔效应、饱和效应、兰姆(Lamb)凹陷、模式牵引与排斥、锁模等等有意义的问题。但是由于处理中对辐射场和介质坐标取统计平均值,所以得到的方程中不包含任何起伏。这些平均过程掩盖了激光的统计性质,所以在讨论到激光的起伏效应时必须用完全的量子力学处理。

全量子描述方法——即量子电动力学的处理方法,其模型是:将光辐射场与组成物质的原子系统作为一个统一的物理体系进行量子化后加以处理。这一理论计入了起伏性质,因此能讨论与量子起伏有关的问题。这一理论严格,但在数学处理上过于繁杂且不易求解,使用时应根据具体情况进行简化。本书第 9 章~第 11 章将对全量子理论作详细讨论。

这几种理论是相互联系、相互补充的,使用中也常常相互渗透。在全量子理论中,如对泵浦和弛豫过程取平均就简化为半经典理论,忽略掉所有的相位关系的半经典理论就是速率方程理论。因此,使用中并非全要用量子理论来讨论,需由具体的物理现象来决定处理的理论方法。

1.1 经典理论

经典理论是以经典电动力学为理论基础,用麦克斯韦方程组描述场的运动,而把原子中的运动电子视为服从经典力学运动规律的一个固定在弹簧一端的带电振子。电子在弹性力(库仑力) $F = -kx$ 作用下,在其平衡位置($z=0$)附近作简谐振动。原子和辐射场之间的相互作用是一个经典带电弹簧振子与经典电磁场之间的相互作用。

根据上述模型,如果仅考虑弹簧的恢复力,则电子的运动方程为

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (1-1-1)$$

式中 $\omega_0 = \sqrt{k/m}$, m 为电子质量。上式的解为

$$x(t) = x_0 \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (1-1-2)$$

式中

$$x_0 = \left[x^2(0) + \frac{\dot{x}^2(0)}{\omega_0^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1-1-3)$$

$$\tan \varphi = \frac{\dot{x}(0)}{\omega_0 x(0)}$$

上式表明电子作简谐振动。由经典电动力学理论可知,带电粒子振动时将辐射电磁波,从而导致能量损失,这种能量损失等效为辐射场对电子的阻尼力(称辐射阻尼力),并迫使电子作减幅振荡。由经典电动力学计算得到的平均辐射阻尼力为

$$\overline{F} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \ddot{x} \quad (1-1-4)$$

式中 e 为电子的电荷量, ϵ_0 为真空介电常数, c 为真空中的光速。通常阻尼力远小于恢复力,因此可以近似认为电子仍以式(1-1-2)的形式运动,故有

$$\overline{F} = -\frac{e^2 \omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \dot{x} \quad (1-1-5)$$

计及阻尼力后,电子的运动方程为

$$\ddot{x}(t) + 2\gamma \dot{x}(t) + \omega_0^2 x(t) = 0 \quad (1-1-6)$$

式中

$$\gamma = \frac{1}{3} \frac{\omega_0^2 r_0}{c} \quad (1-1-7)$$

而

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 m} \approx 2.8 \times 10^{-15} (\text{m}) \quad (1-1-8)$$

为电子的经典半径。方程(1-1-6)的解为

$$x(t) = x_0 e^{-\gamma t} \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (1-1-9)$$

按上式运动的电子所辐射的电场为

$$E(t) = E_0 e^{-\gamma t} \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (1-1-10)$$

上式表明:电子的振荡是减幅的,见图 1.1。由傅里叶分析可知,这种运动不是单一频率的简谐振动,而是由基波和无限多各种频率简谐振动叠加的结果,即

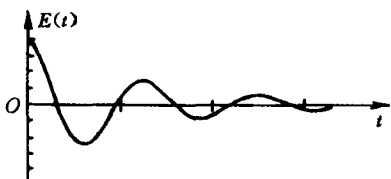


图 1.1 减幅简谐振荡示意图

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt$$

因此

$$I(\omega) = E(\omega) E^*(\omega) = \frac{(E_0/4\pi)^2}{\gamma^2 + (\omega - \omega_0)^2} \quad (1-1-11)$$

由此得出辐射的谱线线型为

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu_N}{2\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_N/2)^2} \quad (1-1-12)$$

式中 $\Delta\nu = \gamma/2\pi$, 辐射谱线为洛伦兹线型, 见图 1.2。

如果介质中存在着一个频率为 ω 的单色平面波 $E_0 e^{i\omega t}$, 那么电子将在外加电磁场作用下作受迫振动, 其运动方程就变为

$$\ddot{x}(t) + 2\gamma\dot{x}(t) + \omega_0^2 x = -\frac{eE_0}{m} e^{i\omega t} \quad (1-1-13)$$

它的特解为

$$x(t) = x_0 e^{i\omega t} \quad (1-1-14)$$

将式(1-1-14)代入式(1-1-13), 可以求得(设 $\omega \approx \omega_0$)

$$x_0 = -\frac{e}{m} \cdot \frac{E_0}{2\omega_0(\omega_0 - \omega) + i2\gamma\omega_0} \quad (1-1-15)$$

由此可求得一个原子的感应电偶极矩 p 为

$$p = -ex \frac{e^2}{m} \cdot \frac{E_0}{2\omega_0(\omega_0 - \omega) + i2\gamma\omega_0} e^{i\omega t} \quad (1-1-16)$$

如果忽略各原子之间的相互作用, 并设原子密度为 N_V , 就得到介质的感应电极化强度

$$P = N_V p = \frac{N_V e^2}{m} \cdot \frac{E_0}{2\omega_0(\omega_0 - \omega) + i2\gamma\omega_0} e^{i\omega t} \quad (1-1-17)$$

由极化率的定义

$$P = \epsilon_0 \chi E(t)$$

以及式(1-1-17), 得到介质的极化系数 χ

$$\chi = -\frac{iN_V e^2}{2m\omega_0\epsilon_0\gamma} \cdot \frac{1}{1 + i\frac{\omega - \omega_0}{\gamma}} = \chi' + i\chi'' \quad (1-1-18)$$

式中 χ' 、 χ'' 分别为 χ 的实部与虚部, 它们由下式给出

$$\chi' = \left(\frac{N_V e^2}{2m\omega_0\epsilon_0\gamma} \right) \cdot \frac{\frac{\omega_0 - \omega}{\gamma}}{1 + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\gamma^2}} \quad (1-1-19)$$

$$\chi'' = -\frac{N_V e^2}{2m\omega_0\epsilon_0\gamma} \cdot \frac{1}{1 + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\gamma^2}} \quad (1-1-20)$$

介质的复折射率为(注意 $\chi \ll 1$)

$$\epsilon' = \sqrt{1 + \chi} \approx 1 + \frac{\chi}{2} = \eta + i\beta \quad (1-1-21)$$

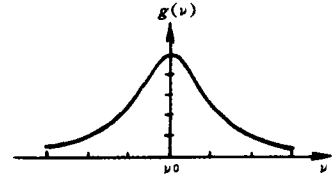


图 1.2 辐射谱线线型

式中 实部 η 为介质的折射率,虚部 β 与介质的吸收系数 α 成正比,可以求得

$$\alpha = -2 \frac{\omega}{c} \beta = -\frac{\omega}{c} \chi'' = \frac{\omega N_V e^2}{2m\omega_0 \epsilon_0 \gamma c} \cdot \frac{1}{1 + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\gamma^2}} \quad (1-1-22)$$

$$\eta = 1 + \frac{\chi'}{2} = 1 + \frac{N_V e^2}{4m\omega_0 \epsilon_0 \gamma} \cdot \frac{\frac{\omega_0 - \omega}{\gamma}}{1 + \frac{(\omega - \omega_0)^2}{\gamma^2}} \quad (1-1-23)$$

由经典电动力学可知:在各向同性介质中,沿 z 方向传播的均匀平面光波的电矢量表达式为

$$E = E_0 \exp[i(\omega t - kz)] = E_0 \exp\left[i\omega \left(t - \frac{\epsilon'}{c}z\right)\right] \quad (1-1-24)$$

将式(1-1-21)代入上式,并结合(1-1-22)式可解得

$$E = E_0 e^{-\alpha z/2} e^{i\omega \left(t - \frac{\eta}{c}z\right)} \quad (1-1-25)$$

由上式可以看出 ϵ' 的虚部 β 导致辐射场振幅指数衰减,它实际上描述了介质的吸收特性;而其实部 η 则决定了光在介质中的传播速度,也就是介质的折射率。(1-1-23)式表明介质的折射率随入射光的频率而改变,这就描写了介质的色散特性。

1.2 速率方程理论

速率方程理论把辐射场与原子的相互作用看成是光子(即忽略了相位特性的量子化的辐射场)与原子之间的相互作用,可以说是量子理论的一种简化形式。在处理原子自发辐射、受激辐射和受激吸收时沿用了爱因斯坦推导黑体辐射的普朗克公式时的唯象方法。对于二能级原子,如果上能级的粒子数密度为 N_2 ,下能级的粒子数密度为 N_1 ,应用上述方法,得到由于自发辐射、受激辐射、受激吸收引起的介质粒子数的变化速率分别为

$$\left(\frac{dN_{21}}{dt}\right)_{sp} = A_{21}N_2 \quad (1-2-1)$$

$$\left(\frac{dN_{21}}{dt}\right)_{st} = W_{21}N_2 \quad W_{21} = B_{21}\rho(\nu) \quad (1-2-2)$$

$$\left(\frac{dN_{12}}{dt}\right)_{st} = W_{12}N_1 \quad W_{12} = B_{12}\rho(\nu) \quad (1-2-3)$$

式中 $(dN_{21})_{sp}$ 和 $(dN_{21})_{st}$ 分别表示由于自发跃迁和受激辐射跃迁引起的上能级向下能级跃迁的原子数; $(dN_{12})_{st}$ 则为受激吸收引起的下能级向上能级跃迁的原子数; $\rho(\nu)$ 为辐射场的单色能量密度; A_{21} 为爱因斯坦自发辐射系数, B_{21} 为爱因斯坦受激辐射系数; B_{12} 为爱因斯坦受激吸收系数。若能级 1 和能级 2 的简并度分别为 g_1 和 g_2 , 那么它们之间的关系为

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3 n^3}{c^3} \quad (1-2-4)$$

$$B_{12}g_1 = B_{21}g_2$$

上述基本关系式(1-2-1)~式(1-2-3)并未考虑原子的谱线加宽的影响。在实际情况下,许多原子组成的介质所辐射的光波并非是单一频率的光波,而是存在一个以 $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$ 为中心频率的能量分布。为了描述这样一个分布,往往引入归一化的线型函数 $g(\nu, \nu_0)$, 也就是说它满足归一化条件

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu, \nu_0) d\nu = 1 \quad (1-2-5)$$

同时,与原子介质相互作用的辐射场也并非单一频率的光场,它也有一个随频率的分布 $\rho_\nu(\nu)$ 。考虑了上述两个因素后,式(1-2-1)~式(1-2-3)就成为

$$\left(\frac{dN_{21}}{dt} \right)_{sp} = \int_{-\infty}^{\infty} A_{21} N_2 g(\nu, \nu_0) d\nu = A_{21} N_2 \quad (1-2-6)$$

$$\left(\frac{dN_{21}}{dt} \right)_{st} = B_{21} N_2 \int_{-\infty}^{\infty} g(\nu', \nu_0) \rho_\nu(\nu') d\nu' \quad (1-2-7)$$

$$\left(\frac{dN_{12}}{dt} \right)_{st} = B_{12} N_1 \int_{-\infty}^{\infty} g(\nu', \nu_0) \rho_\nu(\nu') d\nu' \quad (1-2-8)$$

在激光物理中,经常要处理的是激光场与介质的相互作用,在这个相互作用过程中,光场是一个准单色场,也就是说光场的单色能量密度及分布 ρ_ν 可以表示为 δ 函数的形式

$$\rho_\nu(\nu') = \rho \delta(\nu' - \nu) \quad (1-2-9)$$

将式(1-2-9)代入到式(1-2-6)~式(1-2-8)中并运用 δ 函数的性质得到如下的一组方程

$$\left(\frac{dN_{21}}{dt} \right)_{sp} = A_{21} N_2 \quad (1-2-10)$$

$$\left(\frac{dN_{21}}{dt} \right)_{st} = W_{21} N_2 \quad W_{21} = B_{21} g(\nu, \nu_0) \rho \quad (1-2-11)$$

$$\left(\frac{dN_{12}}{dt} \right)_{st} = W_{12} N_1 \quad W_{12} = B_{12} g(\nu, \nu_0) \rho \quad (1-2-12)$$

从基本关系式(1-2-10)~式(1-2-12)出发,可以得到表征激光器腔内光子数和工作物质各有关能级上的原子数随时间变化的一组微分方程,这就是激光器的速率方程组。

以四能级激光工作物质为例,对于多种类型的激光器而言,四能级系统具有很好的代表性。例如 He-Ne 激光器和 Nd:YAG 激光器等均可用四能级系统来描述。典型的四能级系统的激光工作物质能级图如图 1.3 所示。图中 E_4 和 E_1 分别为泵浦上能级和下能级, E_3 和 E_2 分别为激光上能级和激光下能级, W_{14} 为单位时间内的泵浦几率, S_{ij} 为 E_i 能级向 E_j 能级的非辐射跃迁几率, A_{ij} 与 W_{ij} 的意义与本节前述的意义相同($i, j = 1, 2, 3, 4$)。

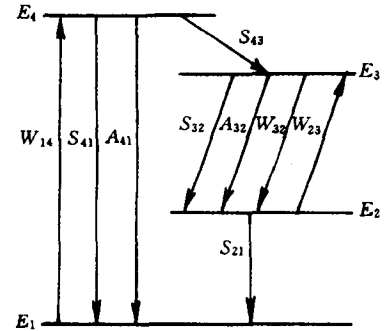


图 1.3 四能级系统示意图

对于实际的激光工作物质, E_4 能级上的粒子向 E_1 能级的弛豫几率远小于 E_4 向 E_3 的弛豫几率, E_3 能级向 E_2 能级的非辐射弛豫几率远小于 E_3 向 E_2 的自发辐射弛豫几率,也就是有

$$S_{41}, A_{41} \ll S_{43},$$

$$S_{32} \ll A_{32}$$

而且一般激光下能级的抽空速率 S_{21} 也较大。由此可以得到描述四能级激光系统的速率方程组

$$\frac{dN_4}{dt} = N_1 W_{14} - N_4 (S_{43} + A_{41}) \quad (1-2-13)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = - \left(N_3 - \frac{g_3}{g_2} N_2 \right) \frac{A_{32}}{n_\nu} g(\nu, \nu_0) N_i - N_3 (A_{32} + S_{32}) + N_4 S_{43} \quad (1-2-14)$$

$$\frac{dN_l}{dt} = N_2 S_{21} - N_1 W_{14} \quad (1-2-15)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 = N \quad (1-2-16)$$

$$\frac{dN_l}{dt} = \left(N_3 - \frac{g_3}{g_2} N_2 \right) \frac{A_{32}}{n_\nu} g(\nu, \nu_0) N_l - \frac{N_l}{\tau_{Rl}} \quad (1-2-17)$$

式中 $N_i (i=1,2,3,4)$ 为第 i 能级上的粒子数密度; N 为总的粒子数密度; N_l 为第 l 模的光子数密度; τ_{Rl} 为光腔第 l 模的光子寿命; n_ν 为单位体积内频率在 ν 处的单位频带内的模式数。通过求解上述方程组就可以讨论四能级激光系统的有关特性。

速率方程理论能够反映激光的强度特性,对增益饱和现象可以很好地描述,并能定性地分析烧孔效应、兰姆凹陷、多模竞争等特性。但是由于忽略了光子的相位特性和光子数的量子起伏,所以不能给出与量子起伏有关的激光特性,也不能描述色散效应(频率牵引效应)。

尽管如此,由于速率方程理论形式简单,思路明确,所以在研究诸如激光放大、调 Q 、锁模等问题以及研究介质的光学特性(如染料饱和特性)时都得到广泛的应用。

1.3 半经典理论

在激光半经典理论中,辐射场的运动用经典电动力学的麦克斯韦方程描述,而介质原子(或分子、离子)系统用量子力学的方法描述,辐射场对原子的影响表现为原子系统的微扰哈密顿量,场的扰动使得原子状态发生变化;原子系统对辐射场的影响则归结为麦克斯韦方程中的极化强度项,极化强度作为场源,使辐射场发生变化。由于激光介质是由许多原子(或分子、离子)系统组成的系综,故以量子统计中的系综密度矩阵来表示对各系统的平均。

半经典理论所采用的具体处理方法是自洽场的方法:首先假定介质中存在一初始光波场,

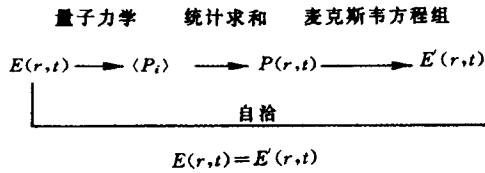


图 1.4 自洽场概念示意图

在这个光场的作用下,介质中的工作粒子产生极化,形成感应电偶极子,将单位体积中的感应电偶极矩进行统计求和后就得到宏观极化强度。由于存在宏观极化强度,介质将辐射出与初始场同频率的电磁场,这就使得介质中的电磁场发生变化,新产生的电磁场与初始场叠加后反过来又影响介质粒子的感应电偶极矩,如此反复影响,最终

达到稳定。稳定时,介质的宏观极化强度所产生的场与初始场的叠加要求等于产生感应电偶极矩的场。在实际的激光器中,这个初始场就是自发辐射场。当激光器达到稳定时,腔中的场强远高于自发辐射场。所以稳定振荡时就可以认为产生感应偶极子的场 $E(r,t)$ 就是电偶极子所产生的场 $E'(r,t)$,这就是所谓自洽场的概念,如图 1.4 所示。

借助于上述方法可以求得一组描述激光场的振幅特性和频率特性的自洽方程。对该方程组取不同级次的近似可以解释反转粒子数随频率分布的凹陷(烧孔)效应、增益饱和效应、振荡频率相对于中心频率的频率牵引和推斥效应,对同时多模之间的耦合和竞争效应也能给以解释,并能给出锁模条件。但是由于场的描述仍然是经典描述,所以不能描写与激光场的量子特性有关的一些现象,如激光场从零场建立的过程,光子简并度的统计分布,激光线宽等一系列问题。

另外,由于半经典理论的数学推导比较繁杂,因此一般只限于讨论工作物质的能级结构十

分简单和较低阶的近似解的情况。有关半经典理论的详细处理过程,请读者参阅本书有关章节的内容,这里不进一步叙述。

1.4 量子理论

激光的全量子理论以量子电动力学为理论基础,把电磁场和原子系统都作了量子化处理,并把两者作为一个统一的物理体系来描述。量子理论解释了原子自发辐射的现象,由此得到这样的结论:即使初始场处于真空状态(零场情况),对于反转介质仍可以建立起激光场。量子理论处理的结果表明:受激发射的光子只可能与入射光子同态(同一模式),辐射场的能量是量子化的,辐射场的振幅和位相不能同时测准,它们受测不准关系的制约,这是量子化辐射场与经典辐射场的根本区别。从激光的全量子理论出发,可以推得激光的线宽极限,并可对光子的统计分布很好地描述,从而可以揭示激光辐射场与普通光源辐射场的根本区别。

第 2 章 电磁场方程和密度矩阵

从本章开始到第 8 章,将系统论述激光器的半经典理论并以半经典理论处理一些具体的激光器和瞬态相干效应。半经典理论是兰姆(1964 年)首先提出和发展的,目前仍然是处理这些问题的最成功的理论。

半经典理论以麦克斯韦方程组描述电磁场,以量子力学描写原子,再研究电磁场和原子的相互作用。下面我们将介绍如何用这一理论来处理二能级原子系统的激光过程。

在一个光学谐振腔中,安置有二能级原子系统构成的系综,腔内介质在电磁场的感应下极化,并形成一定的宏观极化强度。极化介质又作为电磁场的源,它所建立的场与原来的电磁场自洽,利用自洽条件,就可以推导激光振荡场的自洽方程(2-1-1)。由自洽场方程可以看到:为了确定激光振荡场的振幅和频率,首先必须求出腔内介质的宏观极化强度 P 。对于由大量微观粒子构成的工作介质,最有效的途径是采用密度矩阵求解宏观极化强度。因此第 2.2 节、第 2.3 节介绍了密度矩阵的定义、主要性质和运动方程。第 2.4 节就激光物理中常用的模型——二能级原子系统构成的系综作了比较详细的分析,导出了考虑多种因素(例如,外界辐射场的影响、能级的弛豫、存在激励源等等)时密度矩阵的运动方程,这些都是为求解腔内介质的宏观极化强度 P 作准备。在第 2.4 节末尾,给出了介质的宏观极化强度与密度矩阵元的关系式。对介质的宏观极化强度 P 的详细计算,将放在后面几章中结合具体的激光器来完成。

当辐射场很强,以至不能应用通常的微扰法来求解激光场的特性时,可以借助原子物理学中核磁共振的布洛赫(Bloch)方程,来讨论密度矩阵的矢量模型,这是一种求解激光场的很方便的方法。读者在本书的第 8 章“瞬态相干效应”中将可看到这一方法的应用。此外,也可采用拉比(Rabi)强信号理论来处理强辐射场与介质相互作用时的受激跃迁几率等问题。这些内容将在第 2.5 节、第 2.6 节中讨论。

2.1 激光电磁场的振荡方程

考虑一个在 $z=0$ 和 $z=L$ 处分别安放一个平面反射镜的激光腔,如图 2.1 所示。在 MKS 单位制中腔内电磁场的麦克斯韦方程组是

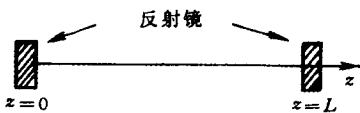


图 2.1 激光器的略图

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \mathbf{j} \\ \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2-1-1)$$

式中 $\mathbf{E}$ 为电场强度矢量; $\mathbf{H}$ 为磁场强度矢量; $\mathbf{B}$ 为磁感应强度矢量; $\mathbf{D}$ 为电感应强度矢量; $\mathbf{j}$ 为电流密度矢量; ρ 为自由电荷密度。上述各物理量间还通过如下关系相互联系

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{D} &= \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \\ \mathbf{j} &= \sigma \mathbf{E} \\ \mu_0 \epsilon_0 &= \frac{1}{c^2} \end{aligned} \right\} \quad (2-1-2)$$

式(2-1-2)为表征介质特性的物性方程。式中 σ 为介质导电率; ϵ_0 为真空中的介电系数; μ_0 为真空中的导磁系数; c 为真空中的光速; $\mathbf{M}$ 为介质的磁化矢量; $\mathbf{P}$ 为介质的电极化强度矢量并定义为单位体积介质内所感应的电偶极矩之和。对于非磁性介质而言, 可以认为磁化矢量 $\mathbf{M} = 0$, 故应有 $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$; 对于各向均匀电介质, 可认为自由电荷密度 $\rho = 0$; 在线性近似条件下, 可认为 $\mathbf{P}$ 和 $\mathbf{E}$ 有如下关系

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \alpha \mathbf{E} \\ \text{这样} \quad \mathbf{D} &= \epsilon_0 \mathbf{E} + \alpha \mathbf{E} = \epsilon \mathbf{E} \end{aligned} \quad (2-1-3)$$

式中 ϵ 为介质的介电常数; $\epsilon = \epsilon_0 + \alpha$ 。

在方程式 $\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}$ 的两边分别对 t 求导, 得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{H}) &= \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} + \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} \\ &= \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} + \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned}$$

上式中已代入了关系式 $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$, $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, 利用

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$$

则得

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{H}) = \nabla \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E})$$

由此可得

$$-\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2-1-4)$$

由矢量分析得

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$$

将上式代入式(2-1-4), 同时考虑到: 在没有自由电荷的均匀介质中和在 $\mathbf{P} \ll \epsilon_0 \mathbf{E}$ 的情况下, $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, 最后可得

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2-1-5)$$

激光器中的电磁场一般为矢量场, 但是若场为线偏振场, 并且如果介质的极化也在同一方向, 则矢量场可简化为标量场。这样上面的矢量函数可以用相应的标量函数来代替。

福克斯和厉鼎毅(Fox and Li, 1961)已指出: 在垂直于激光轴的方向上, 场强的变化和光学波长相比是缓慢的, 即 $\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} \gg \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2}, \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2}$, 所以可以略去波场在 x 和 y 方向上的导数, 近似认为波场只沿着 z 轴方向变化。在以上两个假设条件下, 方程式(2-1-5)简化为

$$-\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2-1-6)$$

这就是介质中的波动方程。

式(2-1-6)在形式上与经典的强迫阻尼振荡方程相似,为此我们写出经典带电粒子的强迫阻尼振荡方程如下,见式(1-1-13)。

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} + 2\gamma \frac{\partial r}{\partial t} = \frac{qE_0}{m} e^{-i\omega t}$$

式中 r 为带电粒子偏离其平衡位置的位移; $2\gamma \frac{\partial r}{\partial t}$ 为振荡的阻力,称辐射阻尼力; $2\gamma = \frac{e^2 \omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 m}$ 为经典辐射阻尼系数; $\frac{qE_0}{m} e^{-i\omega t}$ 为驱动源,即外界强迫力。

将式(2-1-6)与上式对比可以看出:(2-1-6)式右端与电极化强度 $\mathbf{P}$ 有关的项相当于驱动源,而 $\mu_0 \sigma \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$ 则相当于阻尼作用。对于激光介质,虽然导电率 $\sigma = 0$,但在推导中形式上仍保留了含有系数 σ 的项。在这里 σ 可以理解为各种损耗机构(包括衍射产生的损耗和反射镜的透射损耗等等)所导致激光场在腔内的衰减或阻尼作用。

假设激光共振腔为平行平面腔,腔长为 L ,在腔内没有介质(空腔)并且没有损耗的条件下,可以对波动方程求解。这里,由于 $\mathbf{P} = 0, \sigma = 0$,所以(2-1-6)式简化为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2-1-7)$$

方程式(2-1-7)为最简单的自由电磁波的波动方程。采用分离变量法很容易对这一微分方程求解(求解过程从略),其解就是谐振腔的无损耗简正模,第 n 个模的驻波场为

$$E_n(z, t) = A_n(t) \sin k_n z = E_n \cos \Omega_n t \cdot \sin k_n z = \frac{1}{2} E_n \sin k_n z \cdot e^{-i\Omega_n t} + \text{c.c.}$$

式中 c.c. 表示前一项的复数共轭项(complex conjugate),因此确保电场为实数; k_n 为第 n 个模的波矢, $k_n = \frac{2\pi}{\lambda_n} = n \frac{\pi}{L}$; Ω_n 为空腔第 n 个模的振荡角频率, $\Omega_n = n\pi \frac{c}{L}$ 。方程(2-1-7)的解为平面驻波场的集合,即

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \sum_n E_n \sin k_n z e^{-i\Omega_n t} + \text{c.c.} \quad (2-1-8)$$

对于激活腔,考虑到增益介质的作用,场的振幅、振荡频率、位相都将与空腔情况时的解式(2-1-8)有所不同。

首先我们考虑在式(2-1-7)中加入阻尼项,这时波动方程为

$$-\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} + \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2-1-9)$$

这里,可以采用缓变振幅近似地解出上述方程。假设阻尼很小,因此其解仍保留空腔时式(2-1-8)所表示的简正模形式。但由于阻尼项的存在,电场振幅不再保持常量,而是随时间衰减的缓变函数,其解可以写成如下形式:

$$E(z, t) = \frac{1}{2} \sum_n E_n(t) \sin k_n z \cdot e^{-i\Omega_n t} + \text{c.c.} \quad (2-1-10)$$

考虑到腔内激活介质对电场的激发时波动方程为式(2-1-6)。与考虑阻尼力对电场影响时的方法相似,假设极化强度项 $\mathbf{P}$ 比 $\epsilon_0 \mathbf{E}$ 小得多,即 $\mathbf{P} \ll \epsilon_0 \mathbf{E}$,这样就可以保留空腔时的简正模形式的解。但由于激活介质的色散,激活腔的振荡频率 ω_n 与空腔时的振荡频率 Ω_n 可能稍有不同,各个纵模的位相也可能随时间作缓慢变化。同时考虑到当波场存在损耗时振幅随时