

近代光学丛书

# 激光物理学

伍长征 王兆永  
陈凌冰 赵衍盛

复旦大学出版社

# **激 光 物 理 学**

伍长征 王兆永 编著  
陈凌冰 赵衍盛

**复旦大学出版社出版**

(上海国权路579号)

**新华书店上海发行所发行 复旦大学印刷厂印刷**

**开本850×1168 1/32 印张17.75 字数507,000**

**1989年9月第1版 1989年9月第1次印刷**

**印数1—3,000**

**ISBN7-309-00193-1/O·45 定价: 3.50元**

# 总 序

---

《近代光学丛书》经过几年的准备和有关作者的共同努力，终于陆续与读者见面了，我们坚信她必将为我国光学领域的兴旺发达发挥很好作用。

这套丛书首先为光学专业的本科生、硕士生、博士生的教学需要，并为科技工作者作参考，从激光物理学、近代光学、分子光谱学、激光光谱学等比较基础的课程开始，然后再编写一系列最新发展的各种专题论述，如位相恢复、超短脉冲激光研究、X射线光学、激光医学、激光表面研究……因此，她将向读者展示光学学科前沿领域和高技术领域的发展近貌并引导读者进入该学科的最前沿阵地。

尽管丛书的作者都是相应学科领域的行家，但是由于编写时间仓促，经验不足，失误或不当之处在所难免，期望广大读者不吝指正。

《近代光学丛书》编委会  
共主编 章志鸣 王之江  
一九八八年六月

# 前 言

---

本书是在历年复旦大学物理系部分大学生和研究生使用的讲义基础上，根据许多教师多年的教学实践经多次补充、修订而成。

本书着重讨论了激光的产生原理和工作特性、谐振腔理论、激光器件，介绍了激光放大、调Q和锁模理论和相干光学瞬态过程，用经典理论、速率方程方法、半经典理论和量子理论进行较为系统的由浅入深的理论分析。

本书把大学生和研究生的教材合为一册，以便满足不同层次学生的兴趣和要求，教师可以根据教学要求选择有关内容和补充新的材料。一般说来，前五章可作为大学生的主要学习内容，后五章可作为研究生的学习内容。

本书是在《近代光学丛书》编委会组织下，由伍长征、王兆永、陈凌冰、赵衍盛等同志编写。第一、五、六、九章由伍长征执笔，第四、十章由王兆永执笔，第七、八章由陈凌冰执笔，第二、三章由赵衍盛执笔，最后由伍长征完成了全书的统稿和定稿工作。

本书的主要内容是我们教研室许多教师多年的辛勤工作和不断修改完善的结果。在编写过程中，还得到我校出版社的热情支持，有关同志详细地审阅了全部书稿，提出了许多宝贵的修改意见，在此一并致谢！

本书涉及的内容较为广泛，难免会有疏漏和不当之处，望读者予以批评指正。

李富铭

一九八七年九月

## 内 容 简 介

激光是一门日臻成熟的高技术学科，它在工业、农业、交通、通信、科学等领域都有广泛的应用。本书是《近代光学丛书》中的一种，是作者们在长期教学实践和科学研究过程中，经过精心琢磨编写而成的。全书共分十章，第一章为辐射的基础理论；第二至五章为激光器、谐振腔、高斯光束、增益特性等最基本的理论基础和调试技术；第六至十章为调 $Q$ 技术、半经典理论、锁模技术、瞬态过程和量子理论。全书内容跨度大、适应面宽、是从事激光物理学的大学生、研究生和专业工作者及工程技术人员的理想的教科书和参考读物。

# 目 录

|                     |           |
|---------------------|-----------|
| 总序                  | 1         |
| 前言                  | 2         |
| <b>第一章 辐射理论基础</b>   | <b>1</b>  |
| § 1.1 辐射的经典理论       | 1         |
| § 1.2 辐射的光子学说       | 9         |
| § 1.3 辐射的量子力学理论     | 16        |
| § 1.4 谱线加宽和线型函数     | 21        |
| § 1.5 相干辐射的一般物理机制   | 33        |
| <b>第二章 激光器基本原理</b>  | <b>40</b> |
| § 2.1 光的受激辐射放大      | 40        |
| § 2.2 增益系数          | 45        |
| § 2.3 激活介质          | 52        |
| § 2.4 光学谐振腔         | 59        |
| § 2.5 振荡阈值          | 67        |
| § 2.6 增益饱和及输出功率     | 70        |
| § 2.7 激光线宽          | 73        |
| <b>第三章 谐振腔和高斯光束</b> | <b>78</b> |
| § 3.1 谐振腔的结构和稳定条件   | 78        |
| § 3.2 共焦腔的衍射理论 横模   | 88        |
| § 3.3 高斯光束          | 98        |
| § 3.4 高斯光束的传播       | 108       |
| § 3.5 谐振频率和纵模       | 124       |
| § 3.6 衍射损耗          | 132       |

|                                           |            |
|-------------------------------------------|------------|
| § 3.7 模体积和调整精度·····                       | 138        |
| § 3.8 多镜腔·····                            | 142        |
| § 3.9 非稳定腔·····                           | 147        |
| <b>第四章 激活媒质的增益特性·····</b>                 | <b>163</b> |
| § 4.1 增益饱和·····                           | 163        |
| § 4.2 烧孔·····                             | 169        |
| § 4.3 兰姆凹陷·····                           | 174        |
| § 4.4 稳频的基本原理·····                        | 178        |
| § 4.5 频率牵引·····                           | 180        |
| § 4.6 输出功率·····                           | 185        |
| <b>第五章 激光器件·····</b>                      | <b>192</b> |
| § 5.1 气体激光器·····                          | 192        |
| § 5.2 固体激光器·····                          | 214        |
| § 5.3 染料激光器·····                          | 225        |
| § 5.4 色心激光器·····                          | 239        |
| § 5.5 半导体激光器·····                         | 244        |
| § 5.6 自由电子激光器·····                        | 254        |
| <b>第六章 激光 <math>Q</math> 突变和激光放大·····</b> | <b>262</b> |
| § 6.1 调 $Q$ 技术概述·····                     | 262        |
| § 6.2 调 $Q$ 技术基本理论·····                   | 274        |
| § 6.3 放大技术概述·····                         | 295        |
| § 6.4 放大技术基本理论·····                       | 299        |
| <b>第七章 激光的半经典理论·····</b>                  | <b>317</b> |
| § 7.1 电磁场方程和密度矩阵·····                     | 318        |
| § 7.2 静止原子的单模理论·····                      | 325        |
| § 7.3 运动原子的单模理论·····                      | 340        |

|                               |            |
|-------------------------------|------------|
| § 7.4 静止原子的多模理论·····          | 353        |
| § 7.5 环形激光器·····              | 366        |
| § 7.6 塞曼激光器·····              | 371        |
| <b>第八章 锁模激光器</b> ·····        | <b>390</b> |
| § 8.1 锁模技术概述·····             | 390        |
| § 8.2 主动锁模的半经典理论·····         | 402        |
| § 8.3 被动锁模的噪声涨落模型·····        | 422        |
| § 8.4 单一脉冲的选取和脉冲宽度的测量·····    | 428        |
| <b>第九章 相干光学瞬态过程</b> ·····     | <b>443</b> |
| § 9.1 二能级系统和辐射场相互作用的矢量描述····· | 443        |
| § 9.2 二能级原子系综和辐射场的相互作用·····   | 457        |
| § 9.3 相干瞬态光学过程·····           | 463        |
| § 9.4 相干双光子过程·····            | 488        |
| <b>第十章 激光的量子理论</b> ·····      | <b>506</b> |
| § 10.1 辐射场的量子化·····           | 507        |
| § 10.2 相干态·····               | 513        |
| § 10.3 相干态的几个性质·····          | 519        |
| § 10.4 约化密度矩阵·····            | 523        |
| § 10.5 原子和辐射场的相互作用·····       | 525        |
| § 10.6 主方程·····               | 529        |
| § 10.7 振荡阈值和增益饱和·····         | 536        |
| § 10.8 光子统计·····              | 537        |
| § 10.9 内禀线宽·····              | 544        |
| § 10.10 激光场的光强涨落·····         | 547        |
| <b>主要参考资料</b> ·····           | <b>556</b> |

# 第一章 辐射理论基础

激光是一种辐射场。激光的产生涉及到光和物质的相互作用过程，描写这一过程的基本理论大致上可分为经典的、半经典的和量子的三类。速率方程方法在忽略了量子化辐射场的相位特性和光子数起伏的前提下描写激光光子群和原子体系的相互作用，因此，只是一种量子理论的简化模型。显然，三种理论的适用范围不同，难易程度也不同；我们可以根据所要研究的问题的特点，采用相应的处理方法，这也是本书的主要任务。

本章首先介绍辐射的经典理论、光子学说和辐射的量子力学理论，这些都是本书后面要讨论的基础；此外还讨论了谱线加宽和线型函数以及相干辐射的物理机制问题。至于采用密度矩阵的半经典理论和纯量子理论，则留待第七章和第十章再作详细的讨论。

## § 1.1 辐射的经典理论

### 一、电偶极子辐射

经典原子论认为，原子可以看作是一个偶极子，它由一个正电荷和一个负电荷中心组成；正负电荷电量相等（令其为  $e$ ），若正负电荷中心相距为  $r$ ，则称

$$\mathbf{p} = e\mathbf{r} \quad (1.1-1)$$

为电偶极矩：按规定，电偶极矩的方向为从  $-e$  到  $e$ 。若  $e$  和  $r$  不随时间变化，则  $\mathbf{p}$  在空间激发的静电场的强度可理解为  $+e$  和  $-e$  分别在空间某一点所激发的电场的矢量和。若  $\mathbf{p}$  随时间作甚高频率  $\omega$  的周期性变化，它将在周围空间激发起交变的电磁场，并且场会以光速  $c$  在空

间传播开去，这就是电磁辐射。原子的发光过程可以简化为这个最基本的物理过程，这就是经典辐射的基本模型。

按照麦克斯韦(Maxwell)电磁理论，电偶极矩的辐射功率是

$$W = \frac{2}{3c^3} (\ddot{\mathbf{p}})^2. \quad (1.1-2)$$

由(1.1-1)式得

$$\ddot{\mathbf{p}} = e\ddot{\mathbf{r}} = e\dot{\mathbf{v}}, \quad (1.1-3)$$

$\mathbf{v}$  是速度， $\dot{\mathbf{v}}$  为加速度。(1.1-2)式可改写为

$$W = \frac{2e^2}{3c^3} (\dot{\mathbf{v}})^2. \quad (1.1-4)$$

由此可见，只要电偶极子系统存在加速度 $\dot{\mathbf{v}}$ ，它就会向空间辐射能量。

根据经典力学，原子是一种保守力学体系，原子中电子绕核运动可以永远维持下去，不存在能量消耗或辐射的问题。但是，从上面的分析看到，这样的加速运动体系必定要辐射能量。如何统一这两种看法呢？从唯象的观点来看，可以把原子这样的力学体系理解为电偶极子在它的周围形成电磁场，这个电磁场对电偶极子又有一个具有阻尼性质的反作用力的作用。正是这个阻尼力的存在并且不断作功，使原子体系不断地耗散能量。这种情况类似于弹簧振子因空气阻力的出现而使机械能转变为热量的情况；把力学体系和电磁学系统统一起来的这个阻尼力就叫做辐射阻尼力，借此能够等效地描写电偶极子因辐射而产生的能量衰减。

设辐射阻尼力 $\mathbf{F}_s$ ，在 $dt$ 时间内对原子体系所作的功为 $\mathbf{F}_s \cdot \mathbf{v} dt$ ，由此引起原子体系的能量减少等于电偶极子向外辐射的能量。由(1.1-4)式得

$$\mathbf{F}_s \cdot \mathbf{v} dt = -\frac{2e^2}{3c^3} (\dot{\mathbf{v}})^2 dt. \quad (1.1-5)$$

设 $t_1$ 和 $t_2$ 这两时刻，原子体系的运动状态和电磁场的能量两者都相同。在 $t_1$ 到 $t_2$ 期间 $\mathbf{F}_s$ 对原子体系所作的功是

$$\int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}_s \cdot \mathbf{v} dt = -\frac{2e^2}{3c^3} \int_{t_1}^{t_2} (\dot{\mathbf{v}})^2 dt.$$

利用分部积分得出：

$$\int_{t_1}^{t_2} \mathbf{F}_s \cdot \dot{\mathbf{v}} dt = -\frac{2e^2}{3c^3} \int_{t_1}^{t_2} \ddot{\mathbf{v}} \cdot \dot{\mathbf{v}} dt,$$

比较上式左右两个积分, 便可得到  $\mathbf{F}_s$ ,

$$\mathbf{F}_s = \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{\mathbf{v}} = \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{\mathbf{r}}, \quad (1.1-6)$$

即辐射阻尼力  $\mathbf{F}_s$  正比于正负电荷相对位移的三阶时间微商。

## 二、光的辐射和线宽

为了讨论一维电偶极子的方便, 用  $x$  代替  $r$  来表示偶极矩中电子的位移。因为由核和电子组成的电偶极子, 核的质量大而可看成近似不动。因此, 正负电荷距离的变化实际上就是电子位移的变化, 故有  $v = \dot{x}, \ddot{v} = \ddot{x}$ 。考虑到辐射阻尼力后, 电偶极子的运动方程可表示为

$$m_e \ddot{x} = -k_e x + \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{x}, \quad (1.1-7)$$

其中  $k_e$  是弹性系数,  $m_e$  为电子的质量;  $-k_e x$  是作用在电偶极子上的库仑(Coulomb)恢复力, 或者叫准弹性力。因为辐射阻尼力比恢复力小得多, 作为一级近似, 位移  $x$  的变化可表示为余弦形式。因此,

$$\ddot{x} = -\omega_0^2 x, \quad (1.1-8)$$

$$\omega_0^2 = k_e/m_e;$$

$\omega_0$  是电偶极子的固有振荡频率。将 (1.1-8) 代入 (1.1-7) 可得

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = 0, \quad (1.1-9)$$

其中

$$\gamma = \frac{2e^2 \omega_0^2}{3 m_e c^3}, \quad (1.1-10)$$

称为辐射阻尼系数。因为  $\gamma$  很小 ( $\gamma \ll \omega_0^2$ ), 方程 (1.1-9) 式的解为

$$x = x_0 e^{-\frac{\gamma}{2}t} e^{-\frac{i\omega_0}{2}t}. \quad (1.1-11)$$

由 (1.1-2) 式, 电偶极子的辐射功率  $W$  正比于  $(\dot{p})^2$ , 因此相应的辐射电磁场的场强振幅 ( $\propto W^{1/2}$ ) 将正比于  $p = ex$ , 从 (1.1-11) 式可以得到电偶极子辐射场的振动形式为

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{\gamma}{2}t} e^{-i\omega_0 t}. \quad (1.1-12)$$

这就是原子在某一频率  $\omega_0$  自发辐射的经典描述，它表示在辐射阻尼力的作用下，电偶极子的运动属于衰减振动，它辐射的电磁波也是随时间衰减的。因电偶极子的辐射能量同  $E^2(t)$  成正比，从 (1.1-12) 可见，当

$$t = \frac{1}{\gamma} = \tau \quad (1.1-13)$$

时，辐射能量衰减到原来的  $1/e$ ，我们称  $\tau$  为偶极振子的弛豫时间，或者叫做辐射寿命；在可见光范围内，从 (1.1-10) 估算其值约为  $10^{-8}$  秒的量级。

由电偶极子的阻尼振荡模型，不难想象其自发辐射光不可能是单色的，亦即存在一定的频率分布。为了考察这种电磁振荡的频谱，把 (1.1-12) 式作傅里叶 (Fourier) 变换，以便将辐射场振幅在时域上的振动变换到频域上的振动：

$$\begin{cases} E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{-i\omega t} d\omega, \\ E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt. \end{cases} \quad (1.1-14)$$

用 (1.1-12) 式代入上式得

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} E_0 e^{-i(\omega_0 - \omega)t} e^{-\frac{\gamma}{2}t} dt,$$

积分后得到

$$E(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{E_0}{i(\omega_0 - \omega) + \frac{\gamma}{2}}. \quad (1.1-15)$$

电磁振荡的强度为  $I(\omega) = |E(\omega)|^2$ ，利用 (1.1-15) 式有

$$I(\omega) = \frac{|E_0|^2}{4\pi^2} \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}}. \quad (1.1-16)$$

辐射的总强度  $I_0$  为

$$I_0 = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega) d\omega = \frac{|E_0|^2}{2\pi\gamma}. \quad (1.1-17)$$

将 (1.1-17) 式代入 (1.1-16) 式得

$$I(\omega) = I_0 \frac{\gamma}{2\pi} \frac{1}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}}. \quad (1.1-18)$$

上式表示自发辐射强度是频率的函数，在  $\omega = \omega_0$  处呈现极大值，偏离  $\omega_0$  越远， $I(\omega)$  下降得越快。说明辐射强度以  $\omega_0$  为中心存在一定的频率宽度  $\Delta\omega$ ，通常叫做谱线宽度，这个问题将在 §1.4 中再详细讨论。

### 三、光的吸收和色散

当频率为  $\omega$  的单色平面波通过原子体系时，将发生吸收和色散现象，这是由于原子体系在电磁场作用下，产生感应电极化强度，使物质的介电常数及由此而使电磁场的传播常数发生变化。为简单起见，在讨论中忽略磁场的影响，因为磁场作用在电子上的力的大小只有电场作用力的  $\frac{v}{c}$  倍（ $v$  为电子的速度， $c$  为光速）。

令辐射场的大小为

$$E = E_0 e^{-i\omega t}. \quad (1.1-19)$$

处于辐射场中的电子，除了受到库仑恢复力和辐射阻尼力的作用以外，还受到辐射场的强迫力  $-eE$  的作用。这时电子的运动方程为

$$m_e \ddot{x} = -k_e x + \frac{2e^2}{3c^3} \ddot{x} - eE_0 e^{-i\omega t},$$

或 
$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{eE_0}{m_e} e^{-i\omega t}. \quad (1.1-20)$$

设想电子将随外界辐射场作受迫振动，令 (1.1-20) 的试解为

$$x = x_0 e^{-i\omega t},$$

代回 (1.1-20) 得到

$$x = -\frac{eE_0}{m_e} \frac{e^{-i\omega t}}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega}. \quad (1.1-21)$$

若单位体积的原子数为  $N$ ，则单位体积中原子的极化强度

$$P = Np = -Nex_0. \quad (1.1-22)$$

利用 (1.1-21) 式和 (1.1-19) 式，极化强度  $P$  表示为

$$P = \frac{Ne^2 E}{m_e [(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega]}. \quad (1.1-23)$$

从上式可见，原子受电场作用引起的电极化强度  $P$  的大小正比于电场  $E$  本身，比例系数记为  $\chi$ ，称为极化率。即有

$$P = \chi E, \quad (1.1-24)$$

比较 (1.1-23) 式有

$$\chi = \frac{Ne^2}{m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega} \quad (1.1-25)$$

用  $\chi'$  和  $\chi''$  分别表示极化率的实部和虚部,

$$\chi = \chi' + i\chi'' \quad (1.1-26)$$

由 (1.1-25) 式可得

$$\chi'(\omega) = \frac{Ne^2}{m_e} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}; \quad (1.1-27)$$

$$\chi''(\omega) = \frac{Ne^2}{m_e} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}; \quad (1.1-28)$$

$\chi'(\omega)$  和  $\chi''(\omega)$  随外场频率  $\omega$  的变化关系如图 1.1-1 所示。

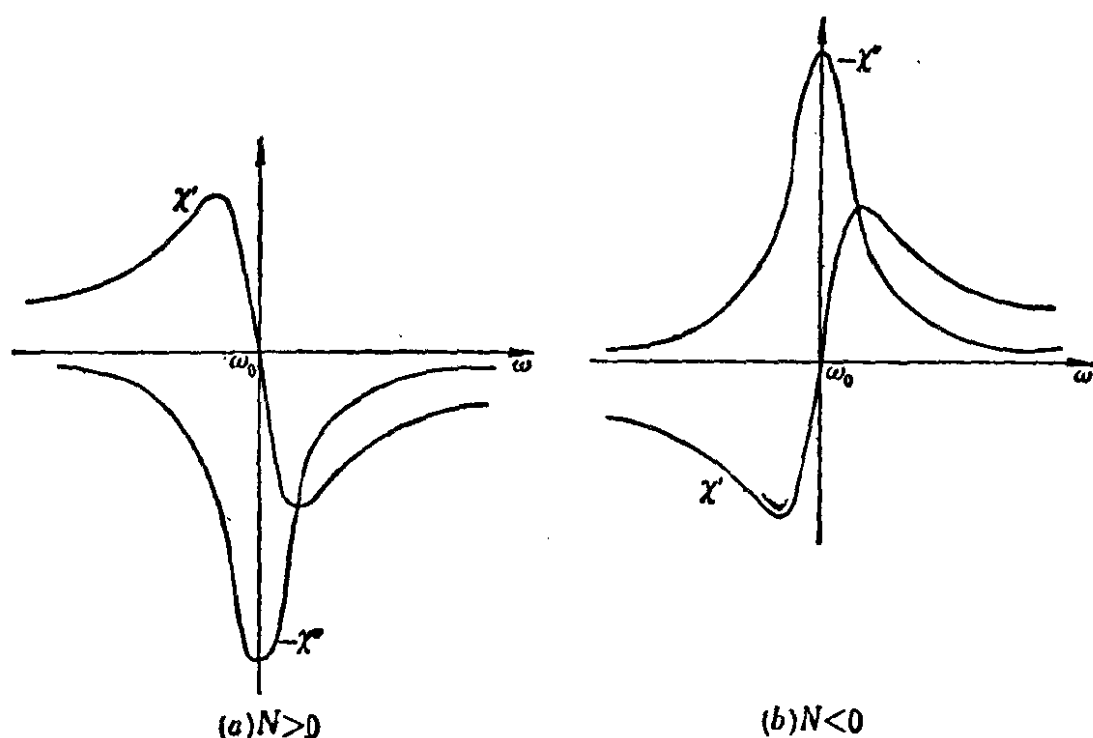


图 1.1-1

在电磁学中, 介质的介电常数  $\epsilon$ 、极化率  $\chi$  和介质折射率  $\tilde{n}$  有如下关系:

$$\epsilon = 1 + 4\pi\chi = \tilde{n}^2 \quad (1.1-29)$$

将 (1.1-25) 式代入上式, 得

$$\tilde{n}^2 = 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega} \quad (1.1-30)$$

把复数的折射率  $\tilde{n}$  分成实部  $n$  和虚部  $\kappa$ , 表示为

$$\tilde{n} = n + i\kappa = \left[ 1 + \frac{4\pi Ne^2}{m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (1.1-31)$$

对于气体介质, 方括号内的第二项比 1 小得多, 故用级数展开并忽略高于二次的项, 得到

$$n + i\kappa = 1 + \frac{2\pi Ne^2}{m_e} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega}. \quad (1.1-32)$$

分离实部和虚部得到

$$n = 1 + \frac{2\pi Ne^2}{m_e} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad (1.1-33)$$

$$\kappa = \frac{2\pi Ne^2}{m_e} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}. \quad (1.1-34)$$

接近共振时,  $\omega \approx \omega_0$ ,  $\omega_0^2 - \omega^2 \approx 2\omega(\omega_0 - \omega)$ , 上面两式简化为

$$n = 1 + \frac{\pi Ne^2}{m_e\omega} \frac{\omega_0 - \omega}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}}, \quad (1.1-35)$$

$$\kappa = \frac{\pi Ne^2}{2m_e\omega} \frac{\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}}. \quad (1.1-36)$$

比较 (1.1-33)、(1.1-34) 和 (1.1-27)、(1.1-28), 有

$$n = 1 + 2\pi\chi'(\omega), \quad (1.1-37)$$

$$\kappa = 2\pi\chi''(\omega), \quad (1.1-38)$$

表明折射率的实部和虚部分别与极化率的实部和虚部相联系。

(1.1-35) 式反映了折射率随频率 (即随波长) 的变化, 在  $\omega = \omega_0$  处,  $n = 1$ , 但在  $\omega < \omega_0$  和  $\omega > \omega_0$  两侧, 折射率  $n$  有较大的变化,  $n$  随  $\omega$  的变化曲线如图 1.1-2, 通常称为色散曲线。

让我们进一步分析一下 (1.1-36) 式的物理意义。设辐射场为平面波, 在介质中传播时其形式是

$$E = E_0 e^{-i(\omega t - kx)}, \quad (1.1-39)$$

由于波矢  $k = \omega \tilde{n} / c$ , 上式改写为

$$E = E_0 e^{-i(\omega t - \frac{\omega}{c} (n + i\kappa) z)} = E_0 e^{-i(\omega t - \frac{\omega n}{c} z)} e^{-\frac{\omega \kappa}{c} z}, \quad (1.1-40)$$

可见辐射场的振幅与复折射率的虚部  $\kappa$  有关，辐射场的位相与实部  $n$  有关。本书后面章节几乎都涉及到  $n$  而不是  $\kappa$ 。

辐射场强度正比于振幅平方，故从 (1.1-40) 得出

$$I = I_0 e^{-\frac{2\omega\kappa}{c}z} = I_0 e^{-\alpha z}, \quad (1.1-41)$$

式中

$$I_0 = E_0^2, \quad \alpha = \frac{2\omega\kappa}{c}. \quad (1.1-42)$$

(1.1-41) 式的等价形式为

$$\alpha = -\frac{dI}{I} \frac{1}{dz}, \quad (1.1-43)$$

表示  $\alpha$  为单位长度内由于介质的吸收，辐射场强度衰减的百分数，因此  $\alpha$  即为介质的吸收系数，它明显地依赖于  $\kappa$ 。

由 (1.1-42) 式和 (1.1-36) 式有

$$\alpha(\omega) = \frac{\pi N e^2}{m_e c} \frac{\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \quad (1.1-44)$$

可见吸收系数也是频率的函数，并且呈现洛仑兹 (Lorentz) 线型，在  $\omega = \omega_0$  处吸收最强，见图 1.1-3。

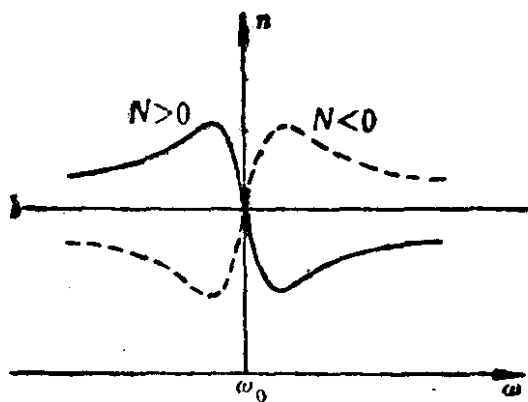


图 1.1-2

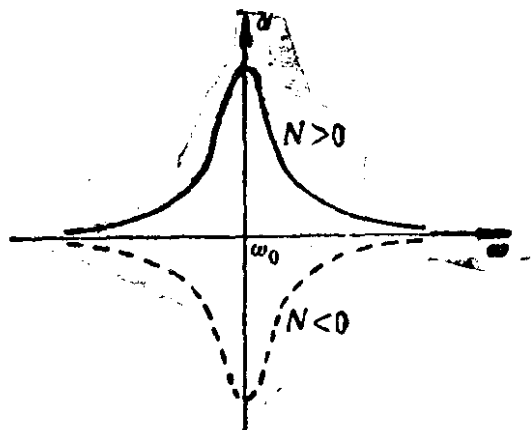


图 1.1-3

从以上讨论可以看出，经典偶极辐射理论能够解释光的辐射、吸收和色散现象，但它无法反映以后将要讲到的负吸收（即放大）现象，也无法描写原子谱线强度之间的关系等问题。但是只要将经典理论中某些物理量的符号作量子力学的修正并赋予它们以新的意义，则这些

问题便可以在某种程度上得到解决。

例如，用量子化理论中原子下、上能级的原子密度  $N_1$  和  $N_2$  之差  $(N_1 - N_2)$  来取代经典振子数密度  $N$ ；用原子在两个能级之间的跃迁频率  $\omega = (E_2 - E_1)/\hbar$  来取代经典振子的谐振频率  $\omega$ ，用原子在两个能级之间跃迁的辐射寿命  $\tau = \gamma^{-1}$  来取代经典振子的辐射阻尼系数  $\gamma$ ，就能够利用经典理论来描写  $N < 0$  的状态，即上能级原子密度大于下能级原子密度的状态。在这种状态下，从 (1.1-44) 式可以看出，吸收系数  $\alpha$  变为负值；从 (1.1-41) 式可以看出，辐射场在介质中传播时，其强度不但没有衰减，反而增强了，这就是第二章中要详细讨论的光的放大问题。在图 1.1-1~3 中对应于  $N < 0$  的曲线，实际上就是描写这种负吸收的状态。

## § 1.2 辐射的光子学说

### 一、黑体辐射的普朗克 (Planck) 定律

前面我们讨论的偶极振子的辐射，只适用于稀薄气体，因为气体分子之间的距离比较大，可以把每个分子视为独立的振子。这种孤立的振子对辐射场表现出明显的选择性频率响应：它们有相同的固有频率  $\omega_0$ ，同时由于辐射阻尼而形成一定的线宽。固体状态的辐射体情况则不同。在固体中，由于无数个振子靠得非常紧密，各个粒子彼此耦合，使得辐射源可以在相当宽广的频率域内产生辐射。这种情况我们不能用各个振子辐射的叠加来讨论，而是采用统计的方法，直接考察辐射场单位体积内的辐射能量密度随频率  $\nu$  的分布。

黑体辐射所研究的问题是辐射场与周围物体处于平衡状态时的能量分布。如果一个物体能够全部吸收而不反射投射于它的辐射能量，这个物体就称为绝对黑体（简称黑体）。当黑体腔壁与腔体内部的辐射处于平衡时，腔壁单位面积发射的能量等于它吸收的能量。实验发现，发射频率处在  $\nu$  到  $\nu + d\nu$  之间的辐射能量密度  $\rho(\nu, T) \cdot d\nu$  只与频率  $\nu$  及黑体的绝对温度  $T$  有关，而与构成腔体的材料性质以及腔