

现代物理基础丛书

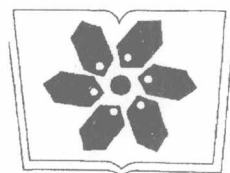
22

量子光学导论

谭维翰 著



科学出版社
www.sciencep.com



中国科学院科学出版基金资助出版

现代物理基础丛书 22

量子光学导论

谭维翰 著

科学出版社

北京

内 容 简 介

本书从光与物质相互作用的经典与量子特性以及最新的实验与理论的研究成果出发,系统介绍这门新学科(相对于经典光学而言)即量子光学的建立和发展.内容共八章.前三章为光与介质相互作用的经典与量子理论,是全书的预备.4~7章为量子光学的主体,含激光振荡、光的相干性、场的相关函数表示、光的相干态、 P 表象、光场二阶相关函数、群聚与反群聚、EPR悖论、Bell不等式、光的纠缠态、压缩态,还有共振荧光、激光偏转原子束等.第8章为光学参量下转换的动力学及其应用.

本书可供高等院校物理与激光专业的本科生和相关专业的研究生阅读,也可供从事基础理论研究和应用的科研人员参考.

图书在版编目(CIP)数据

量子光学导论/谭维翰著. —北京:科学出版社,2009

(现代物理基础丛书;22)

ISBN 978-7-03-022351-7

I. 量… II. 谭… III. 量子光学 IV. O431.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 090784 号

责任编辑:刘凤娟 胡 凯/责任校对:张 琪

责任印制:钱玉芬/封面设计:王 浩

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

新蕾印刷厂印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2009年1月第一版 开本:B5(720×1000)

2009年1月第一次印刷 印张:20 1/4

印数:1—3 000 字数:392 000

定价:59.00元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈环伟〉)

《现代物理基础丛书》编委会

主 编 杨国桢

副主编 阎守胜 聂玉昕

编 委 (按姓氏笔画排序)

王 牧 王鼎盛 朱邦芬 刘寄星

邹振隆 宋菲君 张元仲 张守著

张海澜 张焕乔 张维岩 侯建国

侯晓远 夏建白 黄 涛 解思深

前 言

在激光出现 (1960 年) 以前, 光学处理的主要是经典的, 如光的干涉、衍射以及几何光学的成像等问题. 理论基础是几何光学、波动光学, 主要体现在 Maxwell 方程. 有关黑体辐射的量子理论一般放在原子物理中. 激光出现以后, 为了弄清楚激光产生的物理过程, 要用量子力学方法处理原子能级间的跃迁, 而光仍然用经典方法进行描述. 于是半经典理论诞生了. 这个理论很方便, 也很有用处, 几乎大部分激光物理、非线性光学现象均能得到解释. 唯有涉及光的基本性质, 特别是光的相干统计性质与量子起伏, 已超出了半经典理论的范畴, 需要对光场也进行量子化, 即所谓全量子理论. 于是, 量子光学的研究引起了人们的注意. 其实很早 Hanbury-Brown 与 Twiss (1949) 的强度干涉实验就是典型的量子光学实验. 所用的光子符合计数正是现在量子光学实验最为常用的测量方法. 在激光出现后的几年, 理论及实验研究上最为重要的是光相干态表述 (Glauber, 1964) 以及对激光统计分布的测量 (Arecchi, 1966). 再后来便是压缩态、纠缠态光的实验以及有关基础物理、量子信息的前沿研究. 一般将量子光学看成光学的一个分支. 但与其他分支不同的是, 它是基础理论, 也是一种处理和研究问题的方法, 是渗透到各个光学分支的. 主要体现为 Langevin 方程、密度矩阵 (Density matrix) 方程以及 Fokker-Planck 方程. 与前面的半经典理论 $M+S$ (Maxwell + Schrödinger 方程) 相比, 现在的全量子理论便应是 $L+D+F$ 了: 与前者相比, 除了全量子外, 后者的研究对象主要是含损耗的开放体系. 本书的主要目的是介绍这个理论的基础, 并涉及它的应用. 在取材方面, 则是以作者多年在教学与科研积累, 经多次整理删节而成, 也部分包含了作者及其合作者的一些工作.

本书内容共八章, 前三章为光与介质相互作用的经典与量子理论, 二能级原子的密度矩阵求解及原子的缀饰态, 是全书的预备. 第 4~7 章为量子光学的主体, 第 4 章激光振荡为量子光学早期工作, 含热库模型引入, 描述激光的 Langevin 方程及激光的统计分布等. 第 5 章为量子光学的核心内容. 含光的相干性, 场的相关函数表示, 特别是光的相干态, P 表象, 光场的二阶相关函数, 群聚与反群聚、鬼态干涉、EPR 悖论、Bell 不等式、光的纠缠态、压缩态等. 第 6 章为量子光学方法在共振荧光与吸收的应用. Mollow 共振荧光理论, J-C 模型, 含二能级原子腔的透过率谱. 第 7 章为激光偏转原子束. 从激光偏转原子开始到光学粘胶, 到 Bose-Einstein 凝聚 (BEC), 为应用量子光学方法的进一步发展. 第 8 章为光学参量下转换的动力学及其应用, 这是量子光学在参量下转换产生光的纠缠态的具体应用, 也涉及一些

前沿课题.

第 8 章原稿由赵超樱认真校阅,这一章较多参照她的工作,并进行了修订.在本书成书过程中,得到郭奇志老师以及方伟、彭新俊等同志的支持与帮助,作者在此表示衷心感谢!

由于作者水平有限,书中差错与疏漏之处,希望读者批评指正,我将十分感谢.

谭维翰

上海大学宝山校区

2008 年 5 月

目 录

第 1 章 光与非线性介质相互作用的经典与量子理论	1
1.1 非线性相互作用的经典理论	1
1.1.1 电磁波在非线性介质中的传播	1
1.1.2 极化率张量的对称性	4
1.2 光学中的波波相互作用	6
1.2.1 三波耦合	6
1.2.2 四波耦合	11
1.3 光与非线性介质相互作用的量子理论	16
1.4 弱场微扰法解 Schrödinger 方程	17
1.5 密度矩阵方程及其微扰解法	21
1.5.1 密度矩阵方程	21
1.5.2 用微扰法解密度矩阵方程	25
1.6 波场 $\psi(r, t)$ 的量子化	27
1.7 电磁场的量子化	31
1.7.1 电磁场的模式展开	32
1.7.2 电磁场的量子化	32
1.7.3 光子数态 (Fock 态)	34
1.8 原子辐射的线宽与能级移位	36
1.8.1 单原子辐射	36
1.8.2 N 原子辐射	40
附录 1A (1.2.27) 式的解析求解	40
参考文献	41
第 2 章 二能级系统的密度矩阵求解	43
2.1 二能级原子密度矩阵的矢量模型	43
2.2 Bloch 方程及其解	46
2.3 线性吸收与饱和吸收	48
2.4 光学章动与自由感生衰变	50
2.5 浸渐近似	52
2.6 光脉冲传播的面积定理	54

附录 2A (2.6.24) 式的推导	59
参考文献	60
第 3 章 原子的缀饰态	61
3.1 二能级原子 Schrödinger 方程的解	61
3.2 原子的缀饰态	62
3.3 Cohen-Tannoudji 的缀饰原子	64
3.4 原子部分缀饰态及其展开	65
参考文献	71
第 4 章 激光振荡理论	73
4.1 激光振荡的半经典理论	73
4.1.1 没有激活离子 (或原子) 情形	75
4.1.2 线性极化 $P \propto E$	75
4.1.3 一级近似	76
4.1.4 气体激光的烧孔效应与 Lamb 凹陷	77
4.1.5 多模振荡	80
4.2 激光振荡的全量子理论	81
4.2.1 辐射场与电子波场的相互作用	82
4.3 热库模型与激光输出的统计分布	83
4.3.1 热库模型	83
4.3.2 激光场与热库相互作用的 Langevin 方程	85
4.3.3 原子体系与热库相互作用的 Langevin 方程	87
4.3.4 辐射场的密度矩阵方程	90
4.3.5 激光输出的统计分布	91
4.4 降低激光泵浦的量子噪音	96
4.4.1 规则泵浦抽运	96
4.4.2 一般泵浦抽运	100
4.5 微 Maser 的量子模式理论	104
4.5.1 Maser 情形密度矩阵主方程的稳态解	105
4.5.2 微腔的量子模理论	108
4.5.3 在阈值附近微腔量子模主方程解与分步模式解的偏差	108
4.6 单原子与双原子微激光	110
4.6.1 双原子与激光场的相互作用方程	111
4.6.2 单原子、双原子微激光的稳态输出比较	112

参考文献	115
第 5 章 辐射的相干统计性质	117
5.1 平衡辐射的统计热力学	117
5.2 光的相干性	121
5.2.1 相干条件	121
5.2.2 “光子自干涉”与“同态光子干涉”	123
5.3 光探测	124
5.3.1 理想探测器	124
5.3.2 量子跃迁	125
5.4 场的相关函数与场的相干性	126
5.5 相干态	129
5.6 用相干态展开	133
5.6.1 相干态的 P 表示	133
5.6.2 在 P 表象中参量下转换所满足的 F-P 方程	136
5.7 光子的二阶相关函数、群聚与反群聚效应、鬼态干涉与粒子的纠缠态	138
5.7.1 光场分布的二阶相关测量	138
5.7.2 经典光场与非经典光场	141
5.7.3 原子共振荧光场的二阶相关函数分析	146
5.7.4 双光子“鬼态干涉”与 EPR 悖论	150
5.7.5 Bell 不等式与粒子的纠缠态	156
5.8 压缩态光场	162
5.8.1 光量子起伏给光学精密测量带来的限制	162
5.8.2 正交压缩态	163
5.8.3 振幅压缩态	169
5.9 非经典光场的探测	171
5.9.1 强度差的零拍探测技术	171
5.9.2 当探测效率 $\eta \neq 1$ 的零拍探测	173
5.10 压缩态光的产生和放大	174
5.10.1 简并参量放大(或简并四波混频)产生压缩态光的原理与实验结果	174
5.10.2 简并参量放大与简并四波混频满足的 Langevin 方程与 Fokker-Planck 方程	178
5.10.3 简并参量放大的 Fokker-Planck 方程的解	179
附录 5A Boson 算子代数	183

附录 5B 最小测不准态	185
参考文献	187
第 6 章 原子的共振荧光与吸收	190
6.1 二能级原子与单色光强相互作用的实验研究	190
6.1.1 二能级原子在强光作用下的共振荧光	190
6.1.2 在强场作用下的原子吸收线型	191
6.1.3 二能级原子吸收谱的功率增宽与饱和	192
6.2 二能级原子的共振荧光理论	194
6.2.1 二能级原子与辐射场相互作用方程及其解	194
6.2.2 二能级原子的共振荧光计算	196
6.3 含原子腔的 QED	200
6.3.1 自发辐射的增强与抑制	200
6.3.2 单模场与二能级原子相互作用的 J-C 模型	206
6.3.3 有阻尼情况下单模场与二能级原子相互作用的解析解	210
6.3.4 关于新经典理论的实验检验	213
6.4 含二能级原子腔的透过率谱	214
6.4.1 共振腔中原子的极化率计算	214
6.4.2 含二能级原子腔的透过率谱	216
参考文献	219
第 7 章 激光偏转原子束	224
7.1 激光偏转原子束	224
7.1.1 早期的激光偏转原子束方案	224
7.1.2 激光作用于原子上的力	227
7.1.3 原子在速度空间的扩散	229
7.2 激光冷却原子与光学粘胶	237
7.3 激光偏振梯度冷却原子	241
7.4 光学粘胶温度测量	245
7.5 电磁衰波场对原子的作用力与原子镜	248
7.6 原子镜面对原子量子态选择反射实验	250
7.7 二能级原子在激光衰波场中反射的准确解	251
7.7.1 二能级原子在激光衰波场中满足的 Schrödinger 方程及其解	252
7.7.2 二能级原子波函数的边值条件及反射率计算	256
7.7.3 数值计算与讨论	257
7.8 中性原子的玻色-爱因斯坦凝聚	259
附录 7A I_1, I_2, I_3, I_4 的计算	260

附录 7B 当 y 很小时 $u_g(y)$ 的极限解	263
参考文献	263
第 8 章 光学参量下转换的动力学及其应用	265
8.1 由非简并光学参量放大获得的压缩态	265
8.1.1 产生简并与非简并参量下转换的参量振荡器	265
8.1.2 非简并参量下转换系统满足的 Fokker-Planck 方程	267
8.1.3 简并参量下转换系统的 Fokker-Planck 方程的求解	268
8.1.4 非简并参量下转换系统的量子起伏计算	270
8.1.5 正 P 表象	271
8.2 相位不匹配 Fokker-Planck 方程在 QMP 中的应用	271
8.2.1 相位不匹配情况下的 Fokker-Planck 方程的解	272
8.2.2 参量下转换的 Langevin 方程与 F-P 解中 B, \tilde{B} 方程的关系	278
8.2.3 相位不匹配的 Fokker-Planck 方程的解应用到 QPM 技术上	279
8.2.4 数值计算结果与分析	281
8.3 含时的线性驱动简并参量放大系统的量子起伏	283
8.3.1 含时的线性驱动简并参量放大 Fokker-Planck 方程	284
8.3.2 含时的线性驱动 Fokker-Planck 方程的解	286
8.3.3 含时的线性驱动简并参量放大 Fokker-Planck 方程的解	287
8.3.4 简并参量放大系统的量子起伏计算	289
8.3.5 本节小结	290
8.4 非线性简并光学参量放大系统的量子起伏	292
8.4.1 P 表象中非线性简并参量放大 Fokker-Planck 方程的通解	292
8.4.2 线性近似解	293
8.4.3 非线性项修正	294
8.4.4 本节小结	297
8.5 应用非简并参量放大输出演示 EPR 佯谬	298
8.5.1 复合系统不可分的 $V_1 V_2$ 判据	298
8.5.2 非简并参量放大输出实现 EPR 佯谬的理论分析	299
8.5.3 考虑到泵浦抽空解含时的 F-P 方程对 $V_1(V_2)$ 的计算	303
8.5.4 小结	304
附录 8A 关于方程 (8.4.4) 的证明	305
参考文献	306

第1章 光与非线性介质相互作用的经典 与量子理论

光波在非线性介质中的传播、通过非线性介质的波波相互作用及非线性介质极化率计算,均属非线性光学研究的重要内容^[1~3].本章,首先讨论在给定非线性极化率情况下的波波耦合问题,着重讨论三波耦合及四波耦合,其中涉及了很多我们所关心的非线性光学现象.理论基础是 Maxwell 方程,属经典理论;然后讨论非线性介质的极化率计算,理论基础是 Maxwell 方程与 Schrödinger 方程,属半经典理论.接着简要讨论粒子表象、场的量子化规则原子辐射的线宽与能级移位等.

1.1 非线性相互作用的经典理论

1.1.1 电磁波在非线性介质中的传播

我们从电磁波传播所满足的 Maxwell 方程出发(高斯单位 $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$)

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} &= 4\pi\rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{1.1.1}$$

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{J}\end{aligned}\tag{1.1.2}$$

式中 ρ , \mathbf{J} 为自由电荷密度、自由电流密度, \mathbf{E} , \mathbf{H} 为电场强度、磁场强度, \mathbf{B} 为磁感应强度, \mathbf{D} 为电位移. Maxwell 方程组是描述电磁波在介质包括非线性介质中传播和相互作用的基础. 在非线性光学介质中通常遇到的情形是自由电荷密度 ρ , 自由电流密度 \mathbf{J} 均为 0, 而且介质是非磁性的 $\mathbf{B} = \mathbf{H}$. 电位移 \mathbf{D} 可通过电场强度 \mathbf{E} 与极化矢量 \mathbf{P} 表示出来, 故有

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} &= \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}\end{aligned}\tag{1.1.3}$$

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \mathbf{D} &= \mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}\end{aligned}\tag{1.1.4}$$

非线性光学介质的性质, 主要从 (1.1.4) 式中的极化矢量 \mathbf{P} 体现出来. 如果略去 \mathbf{P} 亦即略去感生极化对电磁波传播的影响, 便得真空中的传播方程:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\end{aligned}\quad (1.1.5)$$

或者用二分量表示 $\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix}$, 则 (1.1.5) 式可写为

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \nabla \times \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = 0 \quad (1.1.6)$$

由此易于得出 $\begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix}$ 的二阶波动方程:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \nabla \times \nabla \times \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} \quad (1.1.7)$$

如果考虑到极化矢量 \mathbf{P} 的影响, 则 (1.1.6) 式应写为

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \nabla \times \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{pmatrix} = -\frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \mathbf{P} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.1.8)$$

从波动方程 (1.1.8) 消去 \mathbf{H} 分量便得 \mathbf{E} 分量的含非线性耦合项 \mathbf{P} 的传播方程即

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P} \quad (1.1.9)$$

现将极化强度 \mathbf{P} 写成线性部分 $\mathbf{P}^{(1)}$ ($\propto \mathbf{E}$) 与非线性部分 \mathbf{P}^{NL} 之和, 并令

$$\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}^{(1)} = \boldsymbol{\epsilon} \cdot \mathbf{E} \quad (1.1.10)$$

式中 $\boldsymbol{\epsilon}$ 为并矢. 如果介质为各向同性的, 则并矢 $\boldsymbol{\epsilon}$ 可写为标量 ϵ , (1.1.10) 式可用下式代替

$$\mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}^{(1)} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1.1.11)$$

于是 (1.1.9) 式可写为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}^{NL} \quad (1.1.12)$$

(1.1.12) 式右边为波动方程的驱动项, 亦即介质对场响应的非线性部分, 而线性部分已包括在左边电介质系数 ϵ 中了, $\epsilon = n^2$, $n = n' + in''$. 而 n' , $\alpha = 2n''\omega/c$ 分别为波在

介质中传播的折射率与吸收系数. 一般地来说电介函数 ϵ 是场 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 的振动频率的函数. 故 (1.1.11), (1.1.12) 式中的 ϵ 应理解为作用于振动 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 的算子 $\epsilon\left(i\frac{\partial}{\partial t}\right)$, 若 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 可表示为主振动 $e^{-i\omega t}$ 与慢变振幅 $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ 之积, 即 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}(\mathbf{r}, t)e^{-i\omega t}$ 则有 $\epsilon\left(i\frac{\partial}{\partial t}\right)\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \approx \epsilon(\omega)\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$. 由于 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$, 对于各向同性介质, $\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \cdot \mathbf{D} = 0$, 在一般情形, 前一项 $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E})$ 的贡献是很小的, 可以略去. 于是 (1.1.12) 式可写为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}^{NL} \quad (1.1.13)$$

为便于表现波波相互作用, 将波动方程 (1.1.13) 按波数 k_n 、频率 ω_n 作慢变振幅展开:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \sum_n' \mathbf{E}_n e^{-i\omega_n t} + \text{c.c.} \\ &= \sum_n \mathbf{A}_n(\mathbf{r}, t) e^{-i(\omega_n t - \mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r})} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (1.1.14)$$

(1.1.14) 式左端和式 \sum 上的一撇表示只对正频求和; 没有一撇表示对正、负频求和, 即

$$\mathbf{P}^{NL} = \sum_n \mathbf{P}_n(\mathbf{r}, t) e^{-i\omega_n t} \quad (1.1.15)$$

$$-k_n^2 + \frac{\epsilon(\omega_n)}{c^2} \omega_n^2 = 0 \quad (1.1.16)$$

注意因子 $\exp[-i(\omega_n t - \mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r})]$ 虽代表平面波, 但 $\mathbf{A}_n(\mathbf{r}, t)$ 为 (\mathbf{r}, t) 的慢变函数, $\mathbf{P}_n(\mathbf{r}, t)$ 为 t 的慢变函数, 故 \mathbf{E}, \mathbf{P} 展开的每一项均可偏离于平面波. 将 (1.1.14) 和 (1.1.15) 式代入 (1.1.13) 式, 并注意到色散关系 (1.1.16) 式及慢变近似 $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{A}_n \approx 0$, $\nabla^2 \mathbf{A}_n \approx 0$, $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{P}_n \approx 0$, $\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{P}_n \approx 0$ 等, 得

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A}_n + v_n \frac{\mathbf{k}_n}{k_n} \cdot \nabla \mathbf{A}_n \right) e^{i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}} = \frac{i2\pi\omega_n}{\epsilon(\omega_n)} \mathbf{P}_n(\omega_n) \quad (1.1.17)$$

$$v_n = \frac{c}{\sqrt{\epsilon(\omega_n)}}$$

非线性极化 \mathbf{P}^{NL} 的展开可写为

$$\mathbf{P}_n = \mathbf{P}_n^{(2)} + \mathbf{P}_n^{(3)} + \dots \quad (1.1.18)$$

$P_n^{(2)}, P_n^{(3)} \dots$ 分别为二波, 三波, \dots , 展开项, 其分量为 $(E_n, P_n^{(2)}, P_n^{(3)} \dots$ 等均依赖于 r , 下面为书写方便, 不写出与 r 的依赖关系)

$$P_{ni}^{(2)}(\omega_n = \omega_p + \omega_q) = \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_p + \omega_q, \omega_p, \omega_q) E_j(\omega_p) E_k(\omega_q) \quad (1.1.19)$$

$$P_{ni}^{(3)}(\omega_n = \omega_p + \omega_q + \omega_r) = \sum_{j,k,l} \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_p + \omega_q + \omega_r) E_j(\omega_p) E_k(\omega_q) E_l(\omega_r)$$

注意 (1.1.17) 式中 A_i 也可以是其共轭项 A_i^* , 相应地 (ω_i, \mathbf{k}_i) 用 $(-\omega_i, \mathbf{k}_i)$ 来代替, A_j, A_k 也是这样. (1.1.19) 式中的极化率张量 $\chi_{ijk}^{(2)}, \chi_{ijkl}^{(3)}$ 是唯象引进的, 如何在量子力学微扰论的基础上计算这些张量, 是下面要讨论的问题.

1.1.2 极化率张量的对称性

本节我们主要讨论二阶极化张量, 向三阶或更高阶极化张量推广是容易的. 二阶极化张量与场的各分量间的关系为

$$P_i^{(2)}(\omega_p + \omega_q) = \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_p + \omega_q, \omega_p, \omega_q) E_j(\omega_p) E_k(\omega_q) \quad (1.1.20)$$

二阶极化张量是描述三波相互作用的, 包括和频、倍频、差频及参量放大等过程. 当三个波的频率 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 给定后, 通过 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 的重排, 有 $\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3)$, $\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1, \omega_3, \omega_2)$, $\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_2, \omega_1, \omega_3)$, \dots 等六个分量, 又通过 i, j, k 的重排列, 有 $3^3 = 27$ 个分量, 还有 $\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_1, -\omega_2, -\omega_3), \dots$ 等, 又增加一倍, 故共有 $6 \times 3^3 \times 2 = 324$ 个分量, 但并非所有的这些分量都是独立的. 考虑到极化强度 P_i 及场强 E_j 均为实函数, 要求

$$P_i(-\omega_p - \omega_q) = P_i^*(\omega_p + \omega_q) \quad (1.1.21)$$

$$E_j(-\omega_p) = E_j^*(\omega_p), \quad E_k(-\omega_q) = E_k^*(\omega_q)$$

由 (1.1.20) 和 (1.1.21) 式易于看出

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_p + \omega_q, \omega_p, \omega_q) = \chi_{ijk}^{(2)*}(-\omega_p - \omega_q, -\omega_p, -\omega_q) \quad (1.1.22)$$

再注意到将 (1.1.20) 式中的 $\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_p + \omega_q, \omega_p, \omega_q) E_j(\omega_p) E_k(\omega_q)$ 可写成 $\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_p + \omega_q, \omega_p, \omega_q) E_k(\omega_q) E_j(\omega_p)$ 形式, 对 $P^{(2)}(\omega_p + \omega_q)$ 的贡献应是一样的, 应有

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_p + \omega_q, \omega_p, \omega_q) = \chi_{ikj}^{(2)}(\omega_q + \omega_p, \omega_q, \omega_p) \quad (1.1.23)$$

而且对无损介质来说, 极化率张量 $\chi_{ijk}^{(2)}$ 应是实数, 各种频率重排后, 相应的指标 (i, j, k) 也随之重排, 极化张量的值不变, 即

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \chi_{jki}^{(2)}(-\omega_1 = \omega_2 - \omega_3)$$

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \chi_{kji}^{(2)}(\omega_1 = -\omega_2 + \omega_3) \quad (1.1.24)$$

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \chi_{kij}^{(2)}(\omega_2 = \omega_3 - \omega_1)$$

更进一步有

$$\begin{aligned} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) &= \chi_{jki}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \chi_{kij}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) \\ &= \chi_{ikj}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \chi_{jik}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) = \chi_{kji}^{(2)}(\omega_3 = \omega_1 + \omega_2) \end{aligned} \quad (1.1.25)$$

(1.1.25) 式一般称为 Kleiman 猜想, 只有当 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 远小于非线性介质的共振频率时才成立. 这时极化率张量基本与频率无关.

如 Kleiman 猜想成立, 即在二阶极化率与频率 ω 无关的情形下, 实用中还常用张量缩写记号

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)} \quad (1.1.26)$$

l 与 jk 间的对应关系为

$$\begin{array}{cccccc} jk: & 11 & 22 & 33 & 23, 32 & 31, 13 & 12, 21 \\ l: & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \end{array}$$

d_{il} 有 18 个分量, 但并非全是独立的. 通过重排还有关系

$$\begin{aligned} d_{12} &= d_{122} = d_{212} = d_{26} \\ d_{14} &= d_{123} = d_{213} = d_{25} \end{aligned} \quad (1.1.27)$$

同样可证

$$\begin{aligned} d_{16} &= d_{21}, & d_{31} &= d_{15}, & d_{32} &= d_{24} \\ d_{34} &= d_{23}, & d_{35} &= d_{13}, & d_{36} &= d_{14} \end{aligned} \quad (1.1.28)$$

故 18 个分量中只有 10 个是独立的.

倍频与和频的极化率张量可表示为

$$\begin{pmatrix} P_x(2\omega) \\ P_y(2\omega) \\ P_z(2\omega) \end{pmatrix} = 2 \begin{pmatrix} d_{11} & \cdots & d_{16} \\ d_{21} & \cdots & d_{26} \\ d_{31} & \cdots & d_{36} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x(\omega)^2 \\ E_y(\omega)^2 \\ E_z(\omega)^2 \\ 2E_y(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_z(\omega) \\ 2E_x(\omega)E_y(\omega) \end{pmatrix} \quad (1.1.29)$$

$$\begin{pmatrix} P_x(\omega_3) \\ P_y(\omega_3) \\ P_z(\omega_3) \end{pmatrix} = 4 \begin{pmatrix} d_{11} & \cdots & d_{16} \\ d_{21} & \cdots & d_{26} \\ d_{31} & \cdots & d_{36} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} E_x(\omega_1)E_x(\omega_2) \\ E_y(\omega_1)E_y(\omega_2) \\ E_z(\omega_1)E_z(\omega_2) \\ E_y(\omega_1)E_z(\omega_2) + E_z(\omega_1)E_y(\omega_2) \\ E_z(\omega_1)E_x(\omega_2) + E_x(\omega_1)E_z(\omega_2) \\ E_x(\omega_1)E_y(\omega_2) + E_y(\omega_1)E_x(\omega_2) \end{pmatrix} \quad (1.1.30)$$

比较 (1.1.29) 与 (1.1.30) 式便看出和频比倍频多了一个因子 2, 这是由于交换 ω_p, ω_q 引起的.

非线性极化张量所反映的非线性介质的空间对称性, 实际上已包含在 $\chi_{ijk}^{(2)}$ 对空间分量 i, j, k 的依赖中了. 例如我们考虑一晶体, 它关于 x, y 方向为对称的, 亦即沿 z 方向转 90° , 晶体将自身重合. 对于这样的晶体, 光场沿 x 方向偏振或 y 方向偏振的响应极化分量 $\chi_{zxx}^{(2)}$ 与 $\chi_{zyy}^{(2)}$ 来表示是一样的. 总之, 晶体的各种空间对称性均反映到极化张量 $\chi_{ijk}^{(2)}$ 中来. 特别是空间反演对称, 即具有反演中心的中心对称晶体, 可证二阶张量为 $0(\chi^{(2)} = 0)$. 以二次谐波的产生为例, 当作用于晶体的场强为 $E(t) = \varepsilon \cos \omega t$, 产生的非线性极化为

$$P(t) = \chi^{(2)} E^2(t) \quad (1.1.31)$$

现在改变 $E(t)$ 的符号, 使之成为 $-E(t)$. 按反演中心特征, 感生的极化 $P(t)$ 也改变为 $-P(t)$, 于是有

$$-P(t) = \chi^{(2)} [-E(t)]^2 \quad (1.1.32)$$

比较 (1.1.31) 与 (1.1.32) 式, 必然有 $P(t) = 0$, 亦即 $\chi^{(2)} = 0$.

对于非中心对称晶体, Miller 还给出经验公式 [4]:

$$\frac{\chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2, \omega_1, \omega_2)}{\chi(\omega_1 + \omega_2)\chi(\omega_1)\chi(\omega_2)} = \frac{ma}{N^2 e^3}, \quad a = \frac{\omega_0^2}{d} \quad (1.1.33)$$

它差不多是一个常数. ω_0, d 分别为晶体的共振频率与晶格常数, 而

$$\chi = -\frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\omega\gamma} \approx -\frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2} \quad (1.1.34)$$

将 (1.1.34) 式代入 (1.1.33) 式, 并令 $N = 1/d^3$, 得

$$\chi^{(2)} = -\frac{Ne^3}{m^2} \frac{a}{\omega_0^6} = -\frac{Ne^3}{m^2} \frac{1}{\omega_0^4} \frac{1}{d} = -\frac{e^3}{m^2 \omega_0^4 d^4} \quad (1.1.35)$$

用典型参量 $\omega_0 = 1 \times 10^{16}$ rad/s, $d = 3\text{\AA}$, $e = 4.8 \times 10^{-10}$ esu, $m = 9.1 \times 10^{-28}$ g 代入, 最后得 $|\chi^{(2)}| \approx 3 \times 10^{-8}$ esu. 这与实际测定数值的量级为相近. 用同样方法可估算出三阶极化率为

$$\chi^{(3)} \approx \frac{Nbe^4}{m^3 \omega_0^8} = \frac{e^4}{m^3 \omega_0^6 d^5} \approx 3 \times 10^{-15} \text{ esu} \quad (1.1.36)$$

1.2 光学中的波波相互作用

1.2.1 三波耦合

对于三波相互作用, 如果满足共振条件及相位匹配条件, 则应用 (1.1.17) 式和