

非线性光学

N. 布洛姆伯根 著

科学出版社

非线性光学

N. 布洛姆伯根 著

吴存恺 沈文达 沃新能 译
沃新能 校

科学出版社

1987

内 容 简 介

本书为非线性光学基本原理的入门书。第一和第二章分别介绍了非线性极化率的经典理论和量子理论；第三和第四章运用这些基本理论处理光场和物质间的高阶相互作用，用非线性极化率描述物质的性质；第五章介绍谐波产生、多光子吸收、受激喇曼效应等实验结果；最后，在第六章介绍了激光器中的非线性及其它几何考虑。书中的三篇附录介绍了非线性介质中的光波特性等。

本书可供光学专业的研究人员、大学师生和研究生参考。

N. Bloembergen
NONLINEAR OPTICS
W. A. Benjamin, Inc., 1977

非 线 性 光 学

N. 布洛姆伯根 著
吴存愷 沈文达 沃新能 译
沃新能 校
责任编辑 方开文

科学出版社出版
北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1987 年 2 月第 一 版	开本：787×1092 1/32
1987 年 2 月第一次印刷	印张：10 1/8
印数：0001—2,650	字数：227,000

统一书号：13031·3422

本社书号：5017·15—3

定 价：2.40 元

译 者 的 话

本书是N. 布洛姆伯根博士根据他于1963年春在哈佛大学为量子电子学课程准备的讲稿以及1964年在莱苏什 (Les Houches) 为夏季学校准备的讲稿而编写的。本书出版于1965年, 1968年第二次印刷, 1977年第三次印刷。虽然自第一次印刷到第三次印刷相隔12年, 在这期间非线性光学有了迅速的发展, 而新本增加的内容不多, 但本书中所给出的普遍原理对非线性光学中许多新进展的描述仍然适用。

非线性光学是探讨在极强激光光场作用下所发生的现象, 是继强激光器件发展之后开拓的最活跃的研究领域之一。N. 布洛姆伯根博士在本书的第一章和第二章中分别建立了非线性的经典理论和量子理论的一般原理; 在后面几章中, 把这些基本原理的应用范围推广到光和物质间更高阶相互作用上, 而物质的性质用非线性极化率来描述。书中讨论了在光频波段所发生的、类似于高频、射频和微波频率波段非线性响应的现象。谐波产生、参量放大、调制和整流, 所有这些概念在电磁波谱的可见光谱区域, 也都有与无线电波段相对应的情况。作者在第五章中介绍了这类情况的实验结果。

在第三次印刷中, 作者于附加的结束语中, 指出了讲稿的某些不足之处, 也指明它们如何对非线性光学的近代发展提供了有用的指导。书中的注释及所选出的新书和评论文章的书目, 对从事研究非线性光学的工作者, 将会有所裨益。

N. 布洛姆伯根博士是“非线性光学”的先驱者, 他荣获1981年度诺贝尔物理学奖, 部分原因是表彰他在非线性光学

领域所作出的杰出贡献。本书是他对“非线性光学”领域成就的高度概括性的总结。虽然自新本出版后，非线性光学领域又有许多新的进展，但是，可以说迄今为止，本书仍然是一本用非线性极化率描述非线性光学的较完善的书，也是一本较好的非线性光学基本原理的入门书。

本书正文部分主要由吴存恺同志翻译，附录部分主要由沈文达同志翻译，沃新能同志翻译了部分章节。全书由沃新能校订。

序 言

这本专著是根据 1963 年春在哈佛大学为量子电子学课程准备的讲稿和 1964 年在莱苏什 (Les Houches) 为夏季学校准备的讲稿撰写而成的。非线性光学是一个非常年轻的物理学领域,它论述在光强很高的激光束作用下所发生的现象,它也只是在强激光器发展起来后才有可能开拓的令人最感兴趣的研究领域之一。

正当非线性光学的新成果仍然接连不断地在科学杂志上大量发表的时候,就来撰写这方面的专著未免有些莽撞。可以说,这种专著最大的贡献在于加速它本身的快些过时。当然,总还希望它能有更为长远的价值。本书较完整地阐述了麦克斯韦电磁理论和量子力学的一般原理,把它们的应用范围扩展到包括光和物质间更高阶的相互作用,并用非线性极化率来描述。

电气工程师们都很熟悉线路元件在音频、射频和微波频率处的非线性响应,而本专著则讨论在光频波段所发生的类似现象。谐波产生,参量放大,调制和整流——所有这些概念在电磁波谱的可见谱区域也都有其相对应的情况。为了让只精通电磁理论而不熟悉量子力学的人可以看懂纯经典的描述,作者对素材进行这样的安排,对于这些人可以不读第二章,因为这一章是用量子理论处理线性和非线性极化率。本书是为对量子电子学领域有特殊兴趣的人写的,他们可能是对物质的非线性电磁性质感兴趣的物理学家,或者对可见波段的通讯或高功率应用感兴趣的电气工程师,或者是对极高

强度下光线的特性感兴趣的光学家。

由于非线性光学领域仍处于迅速发展阶段，所以不可能给出完整的书目，也不可能提供所有的实验数据。重点放在基础理论概念和主要的实验结果上。

作者感谢 J. Ducuing 博士、沈元壤博士和 D. Forster 博士，他们仔细阅读原稿并提出许多修改意见。所遗留下的任何错误完全是作者的责任。作者衷心感谢《物理评论》编辑及各位合作者，由于他们的许可翻印了三个附录。作者感谢 P. S. Pershan 和 R. W. Terhune 博士提供了一些他们尚未发表的有价值的资料。作者还要对 Elizabeth Dixon 表示感谢，她在时间很紧的情况下打印了全部手稿。

本专著献给 Deli Bloembergen，她的鼓励和默契配合是本书如期完成的决定因素。

N. 布洛姆伯根

马萨诸塞，坎布里奇

1964年7月

第三次印刷序言

非线性光学领域已经发展到成熟阶段。在这期间，该领域中所发表的文献至少要比 1964 年这些讲演稿出版时所发表的多二个数量级。显然，现在可以写出更好的内容较丰富的教科书，可是没有时间和精力去做这个必要的工作，使我感到庆幸的是这些原始笔记所给出的普遍原理仍能适于描述非线性光学中许多新的进展。对于不完全是为了研究科学史的读者，这次重印应能满足他们的要求。新加的结束语指出了这些讲稿某些不足之处，但也指明它们如何对近代发展提供了有用的指导。这些评述以及选出的新书和评论文章的目录对那些希望进入非线性光学研究和工程发展的近代前沿领域的学生、或已经从事这方面工作而水平较高的工作者都会有所裨益。

N. 布洛姆伯根

马萨诸塞，坎布里奇

1976 年秋

第三次印刷说明

在 1964 年最初撰写的正文重印中未能包括的最新进展书目在本次印刷的结束语中给予补充。本书仍可作为独立的论述来利用，它也是用非线性极化率描述的非线性光学基本原理的入门书……

本书采用的振幅定义不再流行了，按目前通用的定义应在方程(1-3)的右边添上因子 $1/2$ 。（中译本已添上。——译者）当然，在比较这里的结果与其它出版物中的结果之前，由于定义的改变必须在许多地方用一个或几个“2”因子来加以修正。

目 录

译者的话	v
序言	vii
第三次印刷序言	ix
第三次印刷说明	x
第一章 经典导论	1
1-1 非线性极化率	1
1-2 非线性的经典原子模型	3
自由电子气体	3
非谐振子	5
磁陀螺	8
1-3 非线性极化强度的唯象解释	9
1-4 概要	17
参考文献	18
第二章 非线性极化率的量子理论	20
2-1 密度矩阵的刘维方程	20
2-2 无规微扰和衰减	21
2-3 对周期微扰的响应	26
2-4 最低阶非线性电导率	31
2-5 喇曼型非线性	38
2-6 高阶共振效应	44
2-7 克喇末-克朗尼格关系式	45
2-8 场的量子化	47
非线性吸收和散射过程	48
散射截面和非线性极化率	53

相干量子态,半经典处理的局限性	56
衰减的量子理论	57
参考文献	61
第三章 非线性介质中的麦克斯韦方程	63
3-1 能量考虑	64
3-2 在光密介质中的定域场	69
3-3 在非线性介质中的耦合波方程	71
3-4 对于任意非线性响应的特解	73
参考文献	75
第四章 在非线性介质中波的传播	76
4-1 参量振荡和边界条件	76
各向异性介质	84
4-2 两个波之间的耦合: 谐波产生	86
4-3 与振动波的相互作用	91
声学非线性效应	91
布里渊散射	93
4-4 参量下转换和振荡	97
4-5 受激喇曼效应	103
4-6 斯托克斯和反斯托克斯波间的耦合	111
参考文献	120
第五章 实验结果	122
5-1 非线性透射和反射定律的实验证据	122
几何学考虑	123
反射的谐波	125
和频和差频的产生	128
5-2 非线性极化率的绝对测定	130
5-3 多模结构和涨落现象	131
5-4 压电晶体的非线性极化率	135
在 KDP 晶体中非线性极化率的温度关系和色散	138

半导体的非线性极化率	140
5-5 电四极矩效应	143
5-6 三次谐波产生	145
5-7 多光子吸收	147
5-8 折射率的强度关系	149
5-9 受激喇曼效应	150
5-10 高阶斯托克斯和反斯托克斯辐射	156
5-11 喇曼型极化率	162
参考文献	166
第六章 结论	169
6-1 激光器中的非线性	170
6-2 其它几何学考虑	171
6-3 结论	172
参考文献	172
附录	174
I. 非线性电介质中光波的相互作用	174
II. 非线性介质边界上的光波	232
III. 参量介质、激光器和喇曼激光器中非线性极化率 的量子理论比较	272
结束语	305
挑选出的教科书	306
挑选出的最新评论	308

第一章 经典导论

1-1 非线性极化率

在本世纪初人们就已经知道麦克斯韦基本关系

$$D = \epsilon(E)E \quad B = \mu(H)H \quad (1-1)$$

的非线性特性。介电常数和磁导率可为场强的函数。在十九世纪电气机械的设计中，首先主要涉及铁磁介质的非线性磁导率。这种非线性起因于磁畴壁的运动和磁畴的转动。在用带有铁磁蕊的电感制作的音频放大器中，非线性可能是谐波畸变的根源。朗之万和布里渊描述的顺磁饱和可以看成是零频率时的非线性。磁放大器和介电放大器就是根据较低频率下铁磁体和铁电体的非线性制成的。很久以前就已经知道了等离子体的非线性电磁响应。用它解释在电离层中无线电波传播的“卢森堡”效应。最近，研究了微波频率下等离子体和其它材料的非线性性质。例如，已利用铁磁共振的非线性效应，产生电磁波谱微波波段的二次谐波和高次谐波。

在光波波段的非线性特性已由光的二次谐波产生所证实。夫兰坎 (Franken) 及其同事们^[1]用红宝石激光束 ($\lambda = 6940$ 埃) 通过一块石英晶体时，检测到该光波二倍频的紫外光 ($\lambda = 3470$ 埃)。图 1-1 示出了实验装置的示意图。这个实验是在 1961 年完成的，它标志着对非线性光学性质进行广泛实验和理论研究的开端。一些文章^[2-4]对该项工作进行了评述，读者可在这些文章中得到较完整的参考文献。本书并不企图对这个研究领域中的全部细致工作做广泛的评述，只是着重于从统一的观点出发，阐述各种现象的发展并进行

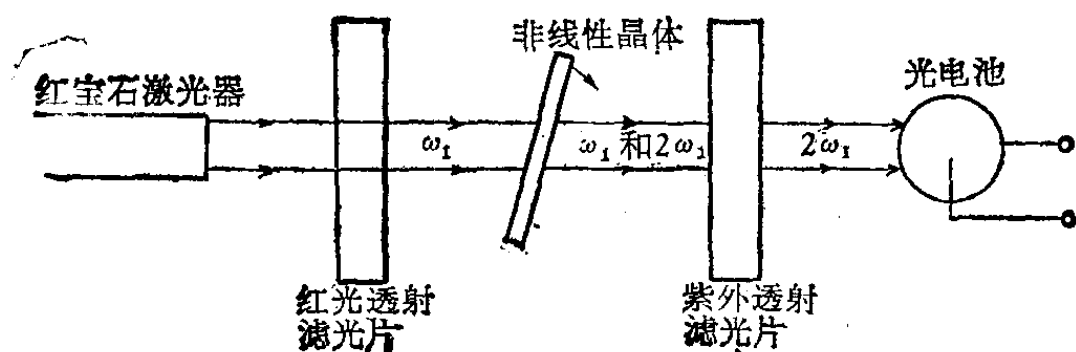


图 1-1 检测光的二次谐波产生的实验装置。

讨论。非线性材料的性质是用极化强度展开成场的幂级数的形式来描述的。例如，对于纯电偶极子情况，有

$$\mathbf{P} = \chi \cdot \mathbf{E} + \chi : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi :: \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad (1-2)$$

第一项定义通常的线性极化率，第二项是最低阶的非线性极化率，等等。因为光学非线性很小，故这个运算是有效的。事实上，这么小的非线性值是造成实验上很迟才发现它们的主要原因（必须等到发明了强激光器之后）。目前在光频波段，由Q开关激光器^[5]已能得到峰值振幅约为 10^6 伏/厘米的高电场，相应地约为 10^9 瓦/厘米² 的光流密度。在有利的条件下，用小于 1 兆瓦/厘米² 的光流密度已经检测到非线性光学效应。

在非线性介质中波的传播理论可按纯经典的方法研究，而非线性光学性质也可用上世纪末对于线性光学性质所采用的方法来讨论。然而，麦克斯韦、赫兹、洛仑兹和德鲁德 (Drude) 缺少在实验上发现光学非线性的刺激因素。光受激发射的出现立刻改变了这种状况。研究高强度光束性能的工作正在蓬勃地开展。已经把许多经典光学定律推广到对非线性光学是重要的强光范围。同时，非线性极化率本身对物质结构的研究有其实质性的意义。这种情况当然与线性光学类似。线性折射率确定光线的行迹。反过来，瞭解光线的行迹可以给出关于物质性质的信息。

1-2 非线性的经典原子模型

自由电子气体

研究等离子体中单个电子在线偏振光波

$$\begin{aligned} B_y = E_x &= \frac{1}{2} [E \exp(ikz - i\omega t) + E^* \exp(-ikz + i\omega t)] \\ &= 2\operatorname{Re}\{E \exp(ikz - i\omega t)\} \end{aligned} \quad (1-3)$$

作用下的运动, 式中 $k = \omega c^{-1}$. 应注意, 这个波的实振幅是 $2|E|$, 或者说我们的振幅 $|E|$ 是通常定义的振幅的一半. Pershan^[4] 引进的这个新的约定保持线性极化率不变, 但是最低阶非线性极化率增加二倍. 在更高阶非线性极化率中都出现几个附加因子 2. 在讨论非线性极化率的某些对称性时, 这个新约定有明显的优点. 但在两个频率相等或一个频率为零的极限情况下, 会带来混乱^[6]. 这个新系统大大地避免了在计算过程中因子 2 带来的困难. 在计算的最后, 可以恢复到原来的约定. 一个物理量, 频率为 $+\omega$ 的傅里叶分量具有时间依赖关系 $\exp(-i\omega t)$, 而频率为 $-\omega$ 的傅里叶分量有 $\exp(+i\omega t)$.

在等离子体中单个电子的运动方程为

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= eE_x - ec^{-1}\dot{z}B_y - m\dot{x}/\tau \\ m\ddot{y} &= -m\dot{y}/\tau \\ m\ddot{z} &= ec^{-1}\dot{x}B_y - m\dot{z}/\tau \end{aligned} \quad (1-4)$$

唯象碰撞时间 τ 在统计意义下描述运动的衰减, 以及保证稳态响应与初始条件无关. 洛仑兹力引起谐波. 用傅里叶级数形式的逐级近似法, 可以求出方程(1-3)和(1-4)的稳态解.

在一级(即线性)近似下, 有大家熟悉的结果

$$x(\omega) = \frac{-eE \exp(ikz - i\omega t)}{m(\omega^2 + i\omega\tau^{-1})} \quad (1-5)$$

若把这个线性解代入到式(1-4)的最后一个方程中, 求得最低

阶非线性近似为

$$z(2\omega) = \frac{-ie^2 E^2 \exp(2ikz - 2i\omega t)}{m^2 c (4\omega + 2i\tau^{-1})(\omega^2 + i\omega\tau^{-1})} \quad (1-6)$$

线性偶极矩 $ex(\omega)$ 导致著名的汤姆孙公式,它描述自由电子引起的光的瑞利散射. 类似地,偶极矩 $ez(2\omega)$ 发射二次谐波频率辐射. 这个非线性散射过程可以这样粗略地描述: 从入射光束中取出两个人射量子,辐射出一个二倍频率的量子,其强度图与沿入射光束方向的偶极子相同.

然而,由分立的各个电子产生的非相干的非线性散射没有实际意义. 由于非线性现象相当弱,只有大量粒子集合的相干辐射才能检测出来. 对于等离子体的线性性质,在相干和非相干散射间存在类似的区别. 我们注意的应当是一小体积中的平均极化强度和等离子体的折射率,而不是由于密度涨落引起的非相干瑞利散射. 在液体和晶体中,相对密度涨落更小,因而主要关心的是介质的相干极化强度.

若在等离子体中,电子的平均密度是 $N_0/\text{厘米}^3$,则极化强度为

$$P_x(\omega) = \chi(\omega)E_x(\omega) = N_0 ex(\omega) \quad (1-7)$$

因为在光频波段 $\omega\tau \ll 1$, 方程(1-5)和(1-7)直接给出对于等离子体的极化率的熟悉的结果

$$\epsilon - 1 = 4\pi\chi = -4\pi N_0 e^2 / m\omega^2$$

类似地,在二次谐波频率处,非线性极化强度为

$$P_z(2\omega) = N_0 ez(2\omega).$$

因为极化强度与传播方向平行,故在无限大的等离子体内没有 2ω 频率的相干辐射. 在等离子体边界处可能产生相干的二次谐波辐射.

在这个近似下,在纵向方向上还有一个小的直流电流,它是由 $\dot{x}(\omega)B_y(-\omega) + \dot{x}(-\omega)B_y(+\omega)$ 项产生的. 我们可求

得直流电流密度为

$$J_z(0) = N_0 e \dot{z}(0) = \frac{2N_0 e^3 |E|^2}{m^2 c (\omega^2 + \tau^{-2})} \quad (1-8)$$

上述运算当然能够很容易地推广到高次谐波。极化强度有一个分量 $P_x(3\omega)$ ，它将产生三次谐波辐射。

在微波频率处，等离子体中的非线性可能很大，特别是当有直流磁场存在时。这时可能出现迴旋共振效应^[7]。在实际等离子体中，在较低频率处，除洛仑兹力外，其它的非线性是重要的。必须考虑流体动力学压力梯度以及感生的电子密度的变化。Whitmer 和 Barrett^[8] 对所有这些效应给出了更为完整的讨论。

非谐振子

为了计算介质的线性极化强度，德鲁德和洛仑兹^[9] 采用一种非常有用的模型，他们把电子描述为谐振力束缚的粒子。取振子的共振频率与所观察到的原子谱线对应。实际上价电子是被离子核心产生的库仑场束缚。当电子偏离平衡位置很大时，就必须考虑电子的非谐振性。瑞利已经用这个模型解释了声学谐振器的非线性特性^[10]。因此我们研究有衰减的一维非谐振子的运动，此振子的驱动电场在频率 $\pm\omega_1$ 和 $\pm\omega_2$ 处有傅里叶分量，即运动方程为

$$\ddot{x} + \Gamma \dot{x} + \omega_0^2 x + \nu x^2 = (2e/m) \text{Re}\{E_1 \exp(ik_1 z - i\omega_1 t) + E_2 \exp(ik_2 z - i\omega_2 t)\} \quad (1-9)$$

用线性近似立刻可得到熟知的结果

$$x(\omega_1) = \frac{e}{m(-\omega_1^2 + \omega_0^2 - i\omega_1 \Gamma)} E_1 \exp(ik_1 z - i\omega_1 t) \quad (1-10)$$

在最低阶非线性近似下，可以求得在二次谐波频率 $2\omega_1, 2\omega_2$ 处