

光全息手册

〔美〕 H. J. 考尔菲尔德 主编

科学出版社

7I

内 容 简 介

本书全面概述了光全息的发展过程,全息图的分类,各种全息图的分析方法,再现现象的形成,全息术的设备、技术及特殊问题。它以大量的篇幅介绍了光全息的应用领域,如信息存储、二维和三维显示、模式与特征识别、图象处理、全息光学元件、光谱技术、显微技术、干涉测量技术等,囊括了二十余年全息术的研究成果,并为读者提供了详细的文献目录,是光全息学的综合性参考书。

本书可供从事全息术的科技人员、高校师生、企业管理人员和政府决策人参考。

H. J. Caulfield

HANDBOOK OF OPTICAL HOLOGRAPHY

Academic Press, 1979

光 全 息 手 册

〔美〕H. J. 考尔菲尔德 主编

郑 庸 等 译

于美文 校

责任编辑 刘海龄

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

*

1988 年 4 月 第 一 版 开本: 787 × 1092 1/16

1988 年 4 月 第一次印刷 印张: 25 1/2

印数: 0001—2,400 字数: 591,000

ISBN 7-03-000145-1/TB · 8

定 价: 9.50 元

译 者 的 话

全息学是近代光学中一个较为活跃的分支,近年来发展非常迅速,目前在很多领域中已获得广泛的应用。H. J. 考尔菲尔德所编的这本《光全息手册》是由三十一位在全息术领域中著名的专家撰写,它包括全息术中的基础知识、严格的理论、全息术中所用的各种设备与材料,并着重介绍全息术的各种应用,内容非常丰富。我们认为本书对于从事光学、全息术的科研人员 and 高等学校的教师及学生是一本极为有用的参考书,而且对于想要了解全息术及其应用的读者来说也可以从中得到教益与启发。为此我们翻译了本书,并推荐给广大读者。

参加本书翻译工作的有江铁良(第二章中的一部分)、郑基立(第八章中的一部分)和陶世荃(第八章中的其余部分及第十章中的一部分),其余部分则由郑庸翻译,他还负责全书定稿。北京工业学院于美文教授对全书作了校阅,特此致谢。

原著中的一些错漏之处,我们已尽力予以订正。由于译者水平有限,差错之处在所难免,敬请广大读者指正。

前 言

全息学正处在它的第三个历史阶段。第一阶段——二十世纪四十年代后期——起始于《自然》杂志上 Gabor 的最初几篇论文。这个领域吸引了一些卓越的研究人员 (Lohmann, Roger 等), 但并没有引起普遍的兴趣。第二阶段——六十年代中期——起始于《美国光学学会会刊》上 Leith 和 Upatnieks 的论文以及几乎在同时问世的连续波可见光激光器。那时支持全息学的人们热情很高, 而现实却显得远远达不到人们所期待的结果。较多的全息研究计划着手进行, 但很快便终止了。许多“全息学者”被迫改行, 政府的资助没有希望了。当前的第三阶段没有一个明确的起始日期, 也没有一篇明确的创新性的论文, 第三阶段缓慢、但稳步地重新引起注意和得到资助是起始于七十年代中期。这是一个热情很高、而又适当带有现实主义态度的阶段。处于这种状态下, 我们在全息学领域工作了多年的一些人认为, 把我们至今已掌握的材料收集起来是明智的, 寄希望这样一本“手册”有助于我们所喜爱的领域快速地且有条理地向前发展。

因此, 这是一本负有使命的书。完成这个使命需要读者不是从这本书里去寻找错误的东西。它不是作为一本自学的书或大学教科书 (虽然它可以为此目的当作其它书的补充读物)。这是一本为那些应用全息术的人们而写的书, 不管他们的目的是为工业、管理机构、医疗卫生、教学还是科学研究。你能查阅这本书去回答这样一些问题, 如:

在解决我的特殊技术问题中, 全息术具有什么可能的应用?

全息透镜的优点如何?

我制作的这种全息图的振动灵敏度公式是什么?

我是怎样为我的全息术装置选择元件的?

在我阅读的技术性文章中, 这种未定义的术语是什么意思?

我应该使用什么记录介质?

没有要大家把这本书当成象看小说或者甚至看教科书那样从头至尾去阅读, 而是当读者遇到具体问题时, 可以去查阅这本书。

可能使用这本书的人包括研究人员和研究生、教师、应用工程师、政府的技术管理人员、合同订约人和政策制定者以及全息术设备的使用人员。

为了适当控制本书的篇幅, 故意舍去了许多非光学全息术的重要内容, 如声全息术、微波全息术、 γ 射线和 X 射线全息术、电子全息术和计算机全息术。

我一直很愉快地编辑这本书, 或者至少目前是如此, 那些不可避免的争吵和抄抄写写工作已经结束了。作者们很认真地对待分配给他们的任务, 对他们很好的手稿应给以称赞。除了感谢他们以外, 我还要感谢很有耐心的雇员 J. S. Draper 和 E. R. Schildkraut、出色的秘书 Shirley Fedukowski 和科学出版社的编辑人员。

目 录

前言	▼
第一章 引言 (E. N. Leith)	1
第二章 基础知识	9
2.1 积分变换 (Kalyan Dutta)	9
2.2 干涉与衍射 (Brian J. Thompson)	19
2.3 部分相干光 (Brian J. Thompson)	27
2.4 象的评价 (F. T. S. Yu, Anthony Tai)	31
2.5 通讯理论 (John B. DeVelis, George O. Reynolds)	43
2.6 卤化银照相术 (Paul L. Bachman)	56
第三章 全息图的分类 (W. Thomas Cathey)	82
3.1 引言	82
3.2 记录介质和使用	82
3.3 记录的物波参量	83
3.4 调制参量	84
3.5 光路布置	85
3.6 光源的特性	87
3.7 全息图的描述	89
第四章 主要的全息图类型	90
4.1 费涅耳全息术 (John B. DeVelis, George O. Reynolds)	90
4.2 夫琅和费全息图 (Brian J. Thompson)	100
4.3 傅里叶全息术 (Henri H. Arsenault, Gilbert April)	104
第五章 其他各种全息图	115
5.1 反射全息图 (H. J. Caulfield)	115
5.2 多重全息图 (W. Thomas Cathey)	121
5.3 彩色全息图 (W. Thomas Cathey)	125
5.4 偏振全息图 (W. Thomas Cathey)	129
5.5 合成全息图 (H. J. Caulfield)	131
5.6 局部参考光束全息图 (W. Thomas Cathey)	137
第六章 象的形成 (Juris Upatnieks)	141
6.1 相干光成象	141
6.2 部分相干光成象	146
6.3 象亮度的估算	148
第七章 全息术的基点和主光线 (Henri H. Arsenault)	150
7.1 引言	150
7.2 全息术的光线追迹方程	151
7.3 全息图的主点	151
7.4 全息图的基点	154

7.5	共轭方程.....	156
7.6	应用于几种类型全息图.....	158
第八章	设备与方法.....	161
8.1	固体激光器 (Walter Koechner)	161
8.2	气体激光器 (N. Balasubramanian)	168
8.3	记录介质 (James W. Gladden, Robert D. Leighty)	172
8.4	全息系统 (Robert L. Kurtz, Huang-Kuang Liu, Robert B. Owen)	185
第九章	特殊问题.....	219
9.1	照相材料及其处理 (Stephen A. Benton).....	219
9.2	散斑 (H. J. Caulfield)	230
9.3	全息图的复制 (William T. Rhodes)	233
第十章	应用领域.....	238
10.1	数字数据存储 (Thomas K. Gaylord)	238
10.2	二维显示 (Burton R. Clay).....	260
10.3	三维显示 (Matt Lehmann)	280
10.4	全息干涉量度术 (Gerald B. Brandt).....	290
10.5	图象识别与字符识别 (David Casasent)	315
10.6	图象处理 (Sing H. Lee).....	337
10.7	显微术 (Mary E. Cox)	353
10.8	光学方法记录的全息光学元件 (Donald H. Close)	360
10.9	光谱术 (H. J. Caulfield)	368
10.10	全息等高线方法 (J. R. Varner)	373
10.11	多重象的产生 (H. J. Caulfield)	377
10.12	粒子大小的测量 (Brian J. Thompson)	381
10.13	全息人象术 (Walter Koechner)	383
10.14	摄影测绘术 (N. Balasubramanian)	388
索引		396

第一章 引言

E. N. Leith

照相术的基本过程是由形成物体(二维或三维)的象和把这个象投影到光敏表面上这两步所组成的。每一个物点转换成相应的一个象点,人们关心的仅是象的亮度分布或照度分布。

虽然全息术也是一个照相过程,但在概念上是根本不同的。全息术的目的不仅仅是记录象的照度分布,而实际上要记录下投射到记录平面上的完整波场。这个平面通常还不是一个成象平面。记录完整的波场意味着既记录振幅,也记录位相。当然,问题在于记录位相。振幅(或它的平方,照度)是容易记录的,任何照相记录材料都能够胜任这个工作。所有的检测器对波场各部分之间的位相差是完全不灵敏的。然而,物体的信息既包含在波场的振幅结构中,也包含在位相结构中。如果要把波场完全记录下来,振幅和位相二者都必须被检测到。

Gabor (1948, 1949, 1951) 借助于把位相差转换成强度差的背景波解决了全息术发明中的基本问题,从而把位相编码成照相胶片能够识别的量。Gabor 称这种记录为全息图,意思是完整的记录。实际上波形以这样的方式被记录在全息图上,在以后的任何时刻只要用一恰当的光束照明全息图,波场能准确地再现出来。这光束通过全息图后,具有了原始波场位相和振幅的调制特性,原始波场好象是被照相干板所俘获,以后被释放出来。再现的波似乎从未受过干扰而传播着。迎着光束的观察者发现它与原始波没有区别。他似乎在观察原物,仿佛原来的物体仍放在那里。他看到的是观察真实世界所具有的一切光学特性的物体。它具有三维特性和实际生活中一切正常的视差关系。这个惊人的现实使得全息术成为科学家和普通人都十分关注的一个议题。全息术确实根本不同于常规的照相术。

全息术的重要早期工作是布喇格 X 射线显微镜的工作 (Bragg 1929, 1939, 1942) 以及更早期的 Wolfke (1920) 的工作。布喇格也考虑过完整记录从物体散射的波场,在他的情况下此物体是用 X 射线照射的晶体。同全息术一样,布喇格的方法是一个两步衍射过程。用照相术方法记录下从晶体散射的 X 射线,然后用可见光产生类似的波场。在布喇格的情况(和在 Wolfke 的情况)中,晶体是一个三维周期结构。根据布喇格衍射定律,在平面波照射下,每次只产生一个衍射波分量。这个差别在理论上是不重要的。不管如何,我们必须记录位相和振幅,而检测器当然只能记录振幅。布喇格的方法是选择这样一类特殊的对称性晶体,使得物体分布的远场衍射图样(傅里叶变换)是纯实数,没有位相。此外,所研究的是重原子在中心的晶体,因此提供了一个傅里叶变换既是实数又是正的偏置背景。所以只要测量代表傅里叶分量的平面波幅值已足够了。布喇格记录了波振幅后,就制作一个带孔的掩模。孔的位置和大小表示傅里叶分量的值。当用相干光照射这个掩模,就形成了代表晶体原子结构象的远场衍射图样。Buerger (1950) 扩充了这项工

作, Boersch (1967) 在德国做了类似的实验。

1920 年 Wolfke 曾部分地预言了这项工作, 当时他的工作被人们遗忘了。Wolfke 也考虑到了这种可能性, 即利用记录下来的晶体 X 射线衍射图样来得到晶格的光学图象, 然后用一束单色光照射这个衍射图样透明片以产生晶格的象, 并指出物体必须是对称的, 且“没有位相结构”。

Gabor 的全息术过程是受了布喇格显微镜的启发。他的目的是要改善电子显微镜的象质。电子显微镜的球差不能修正到象修正光学透镜象差那样好的程度。电子透镜是磁场, 其性质不能被控制到光学透镜所能有的精确度。Gabor 的解决办法是巧妙的, 它与传统的电子显微术截然不同。Gabor 记录了被照明物体的散射场, 然后用光波再现这个场。球差就转移到了光学范畴, 这就能用透镜设计者熟知的方法去修正。在进行电子显微镜研究计划之前, 他在制作和再现过程中都使用了光波, 证实了技术上是可行的。

除了涉及的波长不同之外 (使用电子波代替电磁波), Gabor 提出的方法在很多方面与布喇格的方法不同。Gabor 的过程不产生布喇格衍射, 且整个场只用于记录的一瞬间。而且, Gabor 的过程涉及的是费涅耳衍射而不是夫琅和费衍射, 这个区别并不重要, 但确实使得实现这个过程很方便。主要的区别是 Gabor 过程不依赖于具有正实数傅里叶变换这样一类特殊的物体。Gabor 方法需要一个类似于布喇格方法中强散射中心的相干背景波, 但他能产生他所想要的这个相干背景。在此方法中, 用一相干光束照射透明片 $s_0 + s$, 其中 s_0 是透明片的均匀部分 (零空频部分), s 是非零空频部分。费涅耳衍射图样可以写成

$$u_0 + u \quad \text{其中 } s_0 = u_0$$

(即, 相干背景不受衍射过程而变化), 所以照度为

$$|u_0 + u|^2 = |u_0|^2 + |u|^2 + u_0 u^* + u_0^* u$$

这是 Gabor 方法的基本方程。如果记录了这个照度分布, 用一相干光束照明这个记录, 所形成的场中一部分代表 $u_0^* u$ 项, 这是非衍射波场中非零空频部分的再现。把这一项与背景波项 $|u_0|^2$ 合在一起产生一个波, 这个波看上去是在原物体位置上从虚物 $s_0 + s$ 上射出的。

这过程有两种基本的解释, 取决于我们是否选取 s_0 作为物体的一个部分。如果 s_0 是物体的一部分, 于是用照相方法记录物场导致了完全丢失物场的位相。但是选取一个均匀部分为主体的物体, 其衍射图样的位相近似为常量, 所以丢失位相相对地说是重要的。这种观点强调了与布喇格过程的相似性。在布喇格过程中, 由于有对称性和强背景的散射体, 没有可丢失的位相, 所以再现可以很准确, 有很强的背景而无对称性, 如同在 Gabor 的情况中一样, 这个位相丢失虽然不是极其有害的, 但确实造成了孪生象项 $u_0 u^*$ 带来的困难。

从另一种观点看, 我们把物体想象成仅有 s 部分, 叠加在上面的均匀部分是为了产生一个强背景波。记录强度也使整个波 $u_0 + u$ 丢失了位相, 但信号部分 u_0 的位相保留着。虽然它不完美, 因为还存在另一项 $u_0^* u$ 。

Gabor 发明全息术之后, 很多研究人员开始在这个新领域里从事工作。Haine, Dyson 和 Mulvey 继续致力于用电子显微镜制作优质的全息图 (Haine and Dyson, 1950; Haine and Mulvey, 1952)。结果同 Gabor 一样不如所期望的好。许多实际的困难阻碍了获得

成功,其中包括物体不稳定和电子透镜功率源中电压不稳定。其他一些人单纯从事光学全息术的研究,包括 Rogers (1952), El-Sum 和 Kivpatrick (1952), El-Sum (1952), Baez (1952) 和 Lohmann (1956) 等人。可是由于全息术的成象质量很差,人们对这个技术的兴趣减退了,在这一度很有前景的领域里,到了五十年代就没有什么研究工作了。成象质量差的主要原因是孪生象。还有其他的困难,如 $|u|^2$ 项(即,从不同物点上散射波的自干涉),记录过程中不可避免的非线性引起的附加项以及从各种散射中心,如各种光学元件上的尘土和刻痕来的散射光等等,所有这一切都形成叠加在再现象上的噪声,给人一种不快的外观。散射体噪声不是全息术本身的缺陷,而是全息术中使用相干光的结果。系统中的任何散射体产生一股散射光,它随着背景光束传播并与之相干涉。产生记录在全息图上的附加图样,最后叠加到形成的图象上。

有人曾说过,缺乏一个明亮的相干光源(例如激光器)导致了全息术早期的失败。我们怀疑这种说法符合实际。在激光器诞生之前的 1955 至 1962 年期间,我们在全息术和相干光处理的亲身经验大致上表明:用汞弧光源得到的亮度和相干度在很大的应用范围内是合适的,不仅可用于实验室中的试验,甚至可用于运转中的设备。简而言之,我们取得了很大的成功。

正是处在全息术低潮的时期,我们的研究工作开始了。这工作导致了全息术的复兴,这个复兴过程是具有相当不寻常特征的复杂过程,尤其是它不是一个而是好几个浪潮,每一个浪潮都向前推进了一步。

或许最能作为先驱的第一个浪潮使全息术有了初步的复兴。1955 年当我们从事于雷达领域的研究时,重新认识了 Gabor 的全息术过程。我们的理论是这样的,如果雷达回波记录在照相胶片或类似的光学透明片上,然后用一束相干光照射,则由此产生的衍射光波就是射到雷达系统接收孔径上原雷达波的缩微复制品。这个原先提出的理论考虑了常规的实际天线系统和合成孔径系统两种情况。从全息术的观点看,取样波前是同时记录(实际孔径)还是顺序记录(合成孔径)并不重要。我们提出了广泛的全息学理论。这理论在很多方面相应于 Gabor 初期的工作,但当时我们并不知道他的这些工作。

尽管有 Gabor 在先的工作,我们的工作有些独到之处。首先,在全息术中引入了载频的概念(即离轴方法),有效地解决了孪生象的问题。其次,提出了横向色散问题。由于载频全息图具有类光栅的性质,它就有光谱色散再现波的趋势,因而使离轴全息图有更高的单色性(即时间相干性)的要求。建议使用与全息图空间载波相匹配的光栅来补偿全息图的横向色散。第三,建议使用费涅耳波带片来补偿成象面距离正比于波长的全息图纵向色散。这当然就是 Gabor 全息术方法在再现过程中要求单色光的理由。同样的理由也适用于全息图记录过程中的单色性要求。因此,当我们也考虑到记录雷达数据(或者是任何电学数据),不管记录过程是同轴的还是离轴的(载波)方式,其相干性要求是完全相同的。由此得出,原先设想的载频全息术比 Gabor 原始的同轴法对单色性的要求要低得多。这种情况对通常错误地认为离轴全息术应比同轴全息术有更高的单色性要求的人们来说会感到惊讶。

最后,我们的工作某种意义上讲是把 Gabor 初期的工作倒了一个方向,我们的研究工作不是从很短波长到光波波长,而是从长波长到光波波长。实行这样一种处理的技术是非常熟练的,制作雷达波长范围的全息图是容易的。在电子范畴内使 Gabor 困惑的

问题在微波范畴内根本不成为问题,而且全息术的基本成就,保存波的位相和振幅以及随后用它们去产生另一个波或原物体分布的象在这里就不成问题。记录位相并在读出时恢复位相曾经是 Gabor 的目的。事实上在无线电波长段多年来是例行的工作。我们发展的全息学理论实质上确是一个解释早已有的过程的新方法。原先作为一个光学计算系统描述的内容现在用全息术来描述。这个描述旧过程的新方法看来对合成孔径雷达数据的光学处理提出了很多新的见解,虽然这种见解很慢地被雷达学界所接受,但终于在 1960 年前后牢固地确立了。因此,全息术复兴的第一个浪潮不是惊天动地的,虽然它最终的效果是相当巨大的。

注意到下面一件事是有意义的, Rogers (1956, 1957) 在新西兰几乎同时也把全息术应用于无线电波,因为他认识到,如果把从电离层散射的无线电波记录下来,它可以当作全息图来研究。

1960 年我们做光全息术实验,首先重复 Gabor 最初的实验。虽然成象的质量以普通照相术的标准来比较在那时是不能令人佩服的,但其结果是惊人的。因为这个成象过程好象是无中生有(象)。在光学系统中由光线形成的象可以逆着光线在光学系统中前进的方向接近光源,但却终止到那片称为全息图的胶片上。胶片上没有可察觉的那个象的物体,而成象光线却在那里突然中断。这个过程对于不熟悉全息术的人们来说似乎是神秘的和不可解释的。我们对这个全息实验的反应是很激动的。当 Gabor 和他的同事们第一次观察到这些相同的效果时,他们一定是多么的激动呀!

我们的热情促使我们去寻找改善成象质量的方法 (Leith and Upatnieks, 1962, 1963, 1964)。我们断言孪生象基本上是一个混淆问题,解决的办法是把全息信号叠加到载波上,这样做的途径是引入一个单独的相干背景波,我们称此波为参考光束。参考光束射到记录底板上,它与物光波有一个非零的夹角。这就得到了 Gabor 全息过程中叠加了精细条纹图样的费涅耳衍射图样。照相方法记录了这两支光束的叠加就成了带有精细线条结构的载频全息图,即离轴全息图。这样一个全息图看上去而且性质上也象一个衍射光栅。

但是,从全息图上还射出一对旁侧级次的波,这在以前的全息图上未曾见到过。这些波与零级波是分开的,显示了新的一组在以前全息图上未见到的优质象。一个旁侧级次形成虚象,它与先前给全息术带来麻烦的孪生象项及其他不需要的项完全分开。另一个第一级次形成具有类似优质的实象。此外,形成的象是正象,而不是零级次和普通 Gabor 法形成的负象。

最后一点是值得注意的,为了要消除一个常见的荒诞说法。此说法是全息术与通常的照相术不同,它从形成的负片记录上形成正象。从全息负片上形成正象与全息术的基本过程无关,正如照相胶片上通常的照相形成负象那样,通常的同轴全息图形成负象。把象叠加到空间载波上形成的象不受记录过程正、负性的影响,这种方式形成的象总是正的。把象叠加到载波上并用一个衍射波级次重新成象,存在着各种成象方法。从完全相同的物理考虑可以预言,载波型的全息图总是产生正象。

我们初期的离轴全息术研究工作是在激光器诞生之前进行的,用的只是通常的汞弧光源,即使采用这种光源,其相干性远远超过我们所需要的。

当激光器诞生以后,我们使用激光器做实验,同时仍继续使用汞弧光源,各自有特殊的优点,也不清楚哪种光源更好一些。激光方法使曝光时间变短(几秒钟,而不是几分

钟),不需要仔细均衡物光程和参考光程,也不需要采取特殊的技巧以避免从不同部分来的光束会集起来而形成的光束之间有很大的光程差。另一方面,激光的相干性高于当时全息术过程所需的相干性的几百倍或几千倍。全息术的主要问题是噪声,它变得更加严重了。我们最终选取激光器作为光源,但我们发现可以用任一种光源制作高质量的全息图,这取决于我们要利用哪些优点以及要解决哪些问题。

其次,我们引入了漫射照明全息术的概念,这是在光源与物体之间放置一漫射板,如毛玻璃来实现的。因此大大增加了空频带宽,由此使冗余度也大大增加,这就有效地消除了一直给全息术造成麻烦的人为因素所产生的噪声,现在,不仅相当大的程度上减轻了对清洁工艺极其严格的要求,而且全息图的大部分可以损坏,确实不会明显地影响象的质量。在此阶段,全息术具有了众所周知的特性,每一部分全息图产生整个图象。最后,我们推广了这一方法,用它来记录反映三维物体真实世界的散射光。这不涉及任何新的理论,但需要相当新的实验技巧。于是全息术首次从普通的桌子移到花岗石实验台,因为引入反射物(以及物光程与参考光程之间更大的程差)就大大地增加了对稳定性的要求。

得到这些实验结果曾是很困难的,首先因为要有很高的稳定性,其次因为要有很高的相干性。这一类物体对以前一般的相干性要求提出了好几个数量级的新的要求,也就是物体的各个部分必须同时与参考光束相干。因此,相干长度必须是物体深度一倍的数量级。于是我们第一次对激光器要求有高的相干性。通常激光器不具有足够的相干性,例如当激光器作非轴向模振荡,或者由于腔的不稳定引起频率漂移时即是如此。

在我们初期研究工作所选取的各种物体中,有一种物体确实是特别麻烦。这个物体是从日历上撕下的一片纸,并把它粘贴在铝块上,无论多少次我们对它拍摄全息图,其结果总是相同的:除了一处以外各处都有明亮的再现光,在那个位置上象总是不出现,再现光只形成一个暗斑。检查结果表明,铝块上曾钻了一个孔,绷在那里的日历纸片成了一个振动膜片。

当然,最使我们遭受挫折的是我们最早期的三维反射物体的全息照相,这个物体是从实验室偏僻角落收集的废旧品。我们知道,从所得的全息图形成的象应该不同于以往全息图产生的任何的象,应具有完整视差的完全自然的三维特性,它是原物体准确的再现。但是,观测结果不能证实这些奇迹般的期望。问题在于全息图制作在一块仅2cm见方的很小底板上,每一时刻仅有一个眼睛可以向全息窗口里面看去。

当全息术经历了这些进展后,成象质量改善了,并产生了巨大的影响,但制作全息图的方法变得更复杂和更困难了。例如,同轴全息术对稳定性的要求与普通照相术完全相同(假定在两种情况下,曝光时间相同),而到了离轴全息术,漫射照明全息术以及三维物体全息术阶段,稳定性的要求迅速增大。到三维物体这一阶段时,对稳定性的要求大大超过以前几个阶段对稳定性要求的总和。类似地,相干性的要求也同样地在增加。同轴全息术的相干性要求是适度的,对于离轴全息术,相干性的要求基本上没有增加,这一点与通常想象的不同。对于漫射照明全息术,相干性的要求跳跃了一步,但还不至于增加到需要使用激光器。最后,三维物体对相干性的要求跳跃了一步,这一步远远超过以前几步的总和,也确实需要使用激光器了。

几乎在我们从事全息术研究的同时,苏联 Denisuk (1962, 1963, 1965) 报告了一个重要的进展,他把全息术过程与法国物理学家 Gabriel Lippmann 在 1891 年发明的彩色

照相术形式结合起来。Denisyuk 全息图可以产生单色象,或者在白光点光源下观察时可以产生彩色象。此结果的获得是让物光束和参考光束以相反方向传播,得到的精细条纹几乎是平行于胶片表面,其间隔是半个波长的大小。因此,厚度约为 15nm 的普通乳胶就包含 30 条左右这样的条纹。所以 Denisyuk 全息图称为体积全息图。因为这种全息图要求乳胶的横向和纵向,即乳胶的深度,都能起作用。其结果是,当这样的全息图用白光点光源照明时,它反射窄波段光波而形成全息象,其余波段的光波穿过全息图并不起作用,好象是通过一个筛子那样。

Denisyuk 的研究工作是全息术的一个里程碑,产生了一些以往曾有过的最好的全息象。然而过了几年之后才充分认识 Denisyuk 所取得的巨大进展的意义。

虽然全息术研究成果的总数已经很庞大,但某些成果具有特殊的意义。当然,把傅里叶变换全息图用作复空间滤波器,例如匹配滤波器,是非常有意义的,其本身在空间滤波领域内就是一个重要的进展。在六十年代初期,这样的滤波器在各种应用中,特别是在雷达数据的光学处理中,已研制出多种形式。但目前占有主导地位的形式是 Vander Lugt (1963) 发明的用于图象处理的滤波器。

全息干涉计量术是一个同样有意义的进展,其本身在干涉计量术领域内就是一个重要的进展,全息干涉计量术起源于 1964 至 1965 年期间,它的发明具有各种奇妙的、也许是不可思议的方面。全息术到 1964 年已经有十七年了,虽然有几十人在全息术方面进行研究工作,但没有一个人发现全息干涉计量术,然后突然有五、六个组独立地发现了。最早报告的是 Powell 和 Stetson (1965),他们叙述了时间平均的形式,以后在几个月之内,独立工作的几个组报告了其他形式(两次曝光和实时)的全息干涉计量术。全息干涉计量术作为干涉计量术的一个进展是很惊人的,它使得有可能用干涉法比较在不同时刻存在着的任意波形,这在传统干涉计量术的范围内是个不可思议的成就。

但是为什么那么多独立的、几乎在同时的发现会出现在全息术历史中这样晚的时期呢?我提出如下解释:全息干涉计量术的出现是全息术中稳定性要求得不到满足的结果。但是只要物体是透射型而不是反射型,稳定性的要求是相当小的,而用反射物体做实验仅在 1963 年末才有报道。因此,只有在这个时候全息干涉计量术的条件成熟了,在此之前这种发现的可能性很小,在此之后这种发现是必然的。这个解释或许是有些过于简单化了。因为我们已提到过,全息术稳定性的要求始终是随着技术复杂程度而增加的,但是在六十年代之前,全息术用于全息干涉计量的条件显然尚未成熟。

从三维任意物体全息术的初期开始,显示领域是全息术中很自然的领域看来是很明显的。到了六十年代中期,全息术工作者忙于探索这种可能。一些世上见到过的最出色的成象是在那些年内诞生的。但是这种成象科学远远超过了经济的发展,制作和观察这种全息图的代价是很昂贵的。所以工艺没有达到远远超过实验室阶段的水平。

在七十年代,这个局面由于有了几个重要的发展而开始起了变化。首先, Benton (1969) 提出了虹全息图。这是一种在白光下可以观察的薄全息图,即平面全息图。因为这个全息图利用了整个白光光谱而不仅仅是很窄的波段,即使当光源仅是一个适当亮度的,例如一个 100W 灯泡,这个全息图可以极其明亮。所以观察这样的全息图既方便又很经济。

第二个重要进展是 Cross (1977) 制成的复合全息图即多重全息图,这种全息图是许

多技术巧妙的工艺综合 (Pole, 1967; De Bitetto, 1968, 1969; King, 1968; McCrickerd and George, 1968; George, 1968; Redman, 1968; King, 1970)。这种全息图是由大量常规方法制做的普通照片组成的。从不同位置制做的图片组成了物体的许多视图, 这些图片在总体上具有了包含在全息图内所有的重要信息。由 Cross 研制的这种复合全息图可以在白光下观察, 正如虹全息图可以用白光观察一样。

多重全息图可以选用任意的物体来制成, 这些全息图相对来说是不贵的, 可以用复制的方法进行批量生产, 观察系统也是不贵的, 全息术中的一个基本问题, 即不能在横向和纵向上相等地放大一个三维象的问题也克服了。这些因素赋予多重全息图在商品展览上一种生命力, 它是其他类型全息图无法比拟的。

虹全息图和多重全息图的完善以及 Denisjuk 全息图(即体积全息图)技术上的重大改进(特别是在苏联)已使得全息术比以往任何时候更普及了。

包括新的白光方法在内的全息术的重大进展是惊人的和十分意外的成果。根据以往的经验来看, 我们充分期待着会出现更多的这样一些惊人的进展, 并且我们只能推测这些进展的性质及其影响。现在已掌握了用白光读出的方法, 或许会找到一些确实有效的方法, 可以在白光下制作全息图。

参 考 文 献

- Bacz, V. A. (1952). Focusing by diffraction, *Amer. J. Phys.* **20**, 311.
- Benton, S. A. (1969). Hologram reconstruction with incoherent extender sources, *J. Opt. Soc. Amer.* **59**, 1545.
- Boersch, H. (1967). Holographie und Elektronenoptik, *Phys. Bl.* **23**, 393.
- Bragg, W. L. (1929). An Optical Method of Representing the Results of X-ray Analyses, *Z. Kristallogr Kristallgeometrie Kristallphys. Kristallchem.* **70**, 475.
- Bragg, W. L. (1939). A new type of "X-ray microscope", *Nature* **143**, 678.
- Bragg, W. L. (1942). The X-ray microscope, *Nature* **149**, 470.
- Buerger, M. J. (1950). The Photography of Atoms in Crystals. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **36**, 330.
- Cross, L. (1977). Multiplex holograms, *Proc. SPIE Seminar 3D Imaging*.
- De Bitetto, D. J. (1968). Bandwidth reduction of hologram transmission systems by elimination of vertical parallax, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 176.
- De Bitetto, D. J. (1969). Holographic panoramic stereograms synthesized from white light recordings, *Appl. Opt.* **8**, 1740.
- Denisjuk, Yu. N. (1962). Photographic reconstruction of the optical properties of an object in its own scattered radiation field, *Sov. Phys. — Dokl.* **7**, 543.
- Denisjuk, Yu. N. (1963). On the reproduction of the optical properties of an object by the wave field of its scattered radiation Pt. I, *Opt. Spectrosc. (USSR)* **15**, 279.
- Denisjuk, Yu. N. (1965). On the reproduction of the optical properties of an object by the wave field of its scattered radiation, Pt. II, *Opt. Spectrosc. (USSR)* **18**, 152.
- El-Sum, H. M. A. (1952). Reconstructed wavefront microscopy, Ph. D. thesis, Stanford Univ, Stanford, California (available from Univ. Microfilm Inc., Ann Arbor, Michigan).
- El-Sum, H. M. A., and Kirkpatrick, P. (1952). Microscopy by reconstructed wavefronts, *Phys. Rev.* **85**, 763.
- Gabor, J. D. (1948). A new microscopic principle, *Nature* **161**, 777.
- Gabor, J. D. (1949). Microscopy by reconstructed wavefronts, *Proc. Roy. Soc.* **A197**, 454.
- Gabor, J. D. (1951). Microscopy by reconstructed wavefronts: II, *Proc. Phys. Soc.* **B64**, 449.
- George, N., McCrickerd, J. T., and Chang, M. M. T. (1968). Scaling and resolution of scenic holographic stereograms, *Proc. SPIE Seminar-in-Depth Holography*, p. 117.
- Haine, M. E., and Dyson, J. (1950). A modification to Gabor's proposed diffraction microscope, *Nature* **166**, 315.
- Haine, M. E., and Mulvey, T. (1952). The formation of the diffraction image with electrons in the Gabor diffraction microscope, *J. Opt. Soc. Amer.* **42**, 763.
- King, M. C. (1970). Multiple exposure hologram recording of a 3D image with a 360° view, *Appl. Opt.* **7**, 1641.

- King, M. C., Noll, A. M., and Berry, D. H. (1970). A new approach to computer-generated holography, *Appl. Opt.* **9**, 471.
- Leith, E. N., and Upatnieks, J. (1962). Reconstructed wavefronts and communication theory, *J. Opt. Soc. Amer.* **52**, 1123.
- Leith, E. N., and Upatnieks, J. (1963). Wavefront reconstruction with continuous-tone objects, *J. Opt. Soc. Amer.* **53**, 1377.
- Leith, E. N., and Upatnieks, J. (1964). Wavefront reconstruction with diffused illumination and three-dimensional objects, *J. Opt. Soc. Amer.* **54**, 1295.
- Lohmann, A. (1956). Optische Einseitenbandübertragung angewandt auf das Gabor-Mikroskop, *Opt. Acta* **3**, 97.
- McCrickerd, J. T., and George, N. (1968). Holographic stereogram from sequential component photographs, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 10.
- Pole, R. V. (1967). 3D imagery and holograms of objects illuminated in white light, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 20.
- Powell, R. L., and Stetson, K. A. (1965). Interferometric vibration analysis of three-dimensional objects by wavefront reconstruction, *J. Opt. Soc. Amer.* **55**, 612.
- Redman, J. D. (1968). The three-dimensional reconstruction of people and outdoor scenes using holographic multiplexing, *Proc. SPIE Seminar-in-Depth Holography*, p. 161.
- Rogers, G. L. (1952). Experiments in diffraction microscopy, *Proc. Roy. Soc. Edinburgh* **63A**, 193.
- Rogers, G. L. (1956). A new method of analysing ionospheric movement records, *Nature* **177**, 613.
- Rogers, G. L. (1957). Diffraction microscopy and the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.* **10**, 332.
- Vander Lugt, A. (1963). Signal detection by complex spatial filtering, *J. Opt. Soc. Amer.* **53**, 1341.
- Wolfke, M. (1920). Über der Möglichkeit der optischen Abbildung vom Molekulargittern, *Phys. Z.* **21**, 495.

第二章 基础知识

2.1 积分变换

Kalyan Dutta

一个函数 $f(x)$ 的积分变换是如下形式的另一个函数 $F(s)$,

$$F(s) = \int_a^b f(x)K(x, s)dx \quad (1)$$

式中 $K(x, s)$ 是 x 和 s 的一个特定的函数,称之为变换的核,引入 $F(s)$ 代替 $f(x)$,通常用作解决物理问题的手段。在这些问题中用 $F(s)$ 进行运算要比用 $f(x)$ 简单些。在光学领域,傅里叶变换方法[变换核的形式为 $\exp(-j2\pi sx)$]在全息和成象系统的分析中的应用是很普遍的。

近几年来,在光学系统的分析中这类变换的应用有所增加,其中每一种变换适用于讨论系统的某个具体方面的性质,而在这些方面用直接的方法或傅里叶变换方法来讨论是很困难的。即使直接方法或傅里叶变换方法也是可行的,但某些这类变换可以使讨论简化或特别利索。

本节中汇集了几种这类变换的描述和定义,以及一些与这类变换有关的定理和结论,这些在这类变换的计算中是很有用的。此外,也列举了一些常用函数的各种变换对。其他有用的变换对可从列出的变换对中用一个或几个定理求出。

在这类变换中有很多个都是与傅里叶变换紧密相关,因此它们之间也是如此。在下面的叙述中将指出几个这种关系。利用在一个变换域中成立的结论,这些关系有时就有助于解决另一变换域中的问题。这里没有提出某些这类变换的离散形式,也没有叙述其他的离散变换,这些离散变换的应用主要是在离散样本数据的数字处理领域中(Andrews, 1970)。

如同上述所定义的那样,我们可能注意到所有的积分变换可看成是作用在 $f(x)$ 上而得到 $F(s)$ 的线性算符。因此以上列出的变换都是线性变换。而且从实用观点考虑,我们仅对具有可逆性的变换感兴趣,也就是说,这种变换存在着如下形式的解

$$f(x) = \int_c^d F(s)H(x, s)ds \quad (2)$$

这个公式称之为从 $F(s)$ 得出 $f(x)$ 的逆变换,在特殊的情况下,正变换和逆变换的核可以是同一个,这就给出了函数及其变换之间一个对称的关系。

2.1.1 傅里叶变换

傅里叶变换在相干光学数据处理的运算中应用最为广泛,它在需要频率分析、滤波、相关或信号的分类中都是有用的。在一定条件下(Goodman, 1968 第4章),相干光学系统的性质可以自然地描述成一个傅里叶变换算符,最通常的是完成一个二维傅里叶变换。

一维函数 $f(x)$ (可能是复数) 的复傅里叶变换可以定义为 (Bracewell, 1965)

$$F(s) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-j2\pi sx) dx \quad (3)$$

通常其逆傅里叶变换的定义为

$$F(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(s) \exp(j2\pi sx) ds \quad (4)$$

傅里叶变换及其逆变换可能有各种不同的定义, 而且也是广泛使用的 (Bracewell, 1965, 第2章)。在上述的形式中, 对一个函数作一次正变换, 再作一次逆变换, 就得到原来的函数。 $F(s)$ 往往称为 $f(x)$ 的傅里叶谱, 或者也可以把 $f(x)$ 看成是 $F(s)$ 的谱。

二维函数 $f(x, y)$ 的傅里叶变换可定义成

$$F(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp[-j2\pi(ux + vy)] dx dy \quad (5)$$

其逆变换关系是,

$$f(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(u, v) \exp[j2\pi(ux + vy)] du dv \quad (6)$$

多维的傅里叶变换也可用类似的方法定义 (Bracewell, 1965, 第12章; Sneddon, 1951, 第1章)。

2.1.1.1 傅里叶变换的一些性质

这里扼要地叙述一些傅里叶变换定理和其他的结论。有可能的话, 结果均按二维函数形式给出。在下面的叙述中, 假定 $f(x, y)$ 和 $F(u, v)$ [以及 $g(x, y)$ 和 $G(u, v)$] 是基本的变换对。

可分离性 若 $f(x, y)$ 可写成 $f_1(x) \cdot f_2(y)$, 则其变换可表示成 $F_1(u) \cdot F_2(v)$, 其中 F_1 和 F_2 分别是 f_1 和 f_2 的一维变换。

相似性和位移定理 此处给出的是这两个结论的联合形式。 $f(ax - a, \beta y - b)$ 变换成

$$\frac{1}{|\alpha\beta|} F\left(\frac{u}{\alpha}, \frac{v}{\beta}\right) \exp\left[-j2\pi\left(u\frac{a}{\alpha} + v\frac{b}{\beta}\right)\right]$$

卷积定理 $f(x, y)$ 与 $g(x, y)$ 的卷积定义为

$$f(x, y) ** g(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} f(x - \xi, y - \eta) g(\xi, \eta) d\xi d\eta \quad (7)$$

它变换成 $F(u, v)G(u, v)$ 。类似的有, $f(x, y)g(x, y)$ 变换成 $F(u, v) ** G(u, v)$ 。

自相关定理 $f(x, y)$ 的自相关定义为 $f(x, y) ** f^*(-x, -y)$, 即

$$\iint_{-\infty}^{\infty} f(x + \xi, y + \eta) f^*(\xi, \eta) d\xi d\eta$$

变换成 $|F(u, v)|^2$ 。

瑞利定理

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)|^2 dx dy = \int_{-\infty}^{\infty} |F(u, v)|^2 du dv \quad (8)$$

导数定理 $\partial[f(x, y)]/\partial x$ 变换成 $j2\pi uF(u, v)$, 类似的有, $\partial[f(x, y)]/\partial y$ 变换成 $j2\pi vF(u, v)$

卷积求导

$$\frac{\partial}{\partial x} [f(x, y) * g(x, y)] = \frac{\partial}{\partial x} f(x, y) * g(x, y) + f(x, y) * \frac{\partial}{\partial x} g(x, y) \quad (9)$$

对 y 的求导有类似的形式

(一维)变换 $\int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dx$ 的一维变换是 $F(0, v)$, 类似的有, $\int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) dy$ 的变换是 $F(u, 0)$. 在二维和多维情况中, 这一结果称之为投影切片定理 (projection-slice theorem): $f(x, y)$ 在一个轴上的投影是 $F(u, v)$ 沿着另一个轴切片的变换. 这结论要比此处叙述的更普遍, f 沿着 xy 平面上任一方向的投影是 F 相应切片的变换, 反之亦然.

2.1.1.2 一些常用的傅里叶变换对

函数 $\delta(x)$, $\text{rect}(x)$, $\text{sinc}(x)$ 和 $\Lambda(x)$ 的定义为

$$\delta(x) = 0 \quad x \neq 0; \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) dx = 1 \quad (10)$$

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1, & |x| < \frac{1}{2}; \\ 0, & |x| > \frac{1}{2}; \end{cases} \quad \text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/(\pi x) \quad (11)$$

$$\Lambda(x) = \begin{cases} 1 - |x|, & |x| \leq 1 \\ 0, & |x| \geq 1 \end{cases} \quad (12)$$

由这些定义可列出如下的傅里叶变换对:

$\delta(x, y)$	1
$\text{rect}(x, y)$	$\text{sinc}(u) \text{sinc}(v)$
$\Lambda(x)\Lambda(y)$	$\text{sinc}^2(u) \text{sinc}^2(v)$
$\exp[-j\pi(x + y)]$	$\delta\left(u - \frac{1}{2}, v - \frac{1}{2}\right)$
$\exp[-\pi(x^2 + y^2)]$	$\exp[-\pi(u^2 + v^2)]$
$\sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \delta(x - m, y - n)$	$\sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \delta(u - m, v - n), m, n \text{ 是整数}$

更多的傅里叶变换表在 Campbell 和 Foster (1948) 以及 Erdelyi (1954) 的著作中给出. 傅里叶变换在 Sneddon (1951), Champeney (1973) 和 Bracewell (1965) 的著作中以及其他的参考文献中有详细的讨论.

2.1.2 拉普拉斯变换

虽然拉普拉斯变换在光学中没有直接的应用, 但是为了完整起见这里也要讲一下, 用一个更普遍的指数型核来定义拉普拉斯变换, 它把傅里叶变换的概念扩展到傅里叶变换可能不存在的那些函数上去. 如果对于函数 $f(x)$

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x)| dx$$