

半导体微结构物理效应及其应用讲座

第 1 讲 布拉格衍射效应 在半导体光电子器件中的应用与发展*

王 圩[†]

(中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘 要 文章对布拉格衍射效应在半导体光电子材料和光电子器件,特别是在光纤通信中的光电子器件的应用和发展进行了详细的介绍.文中以布拉格光栅衍射效应的光反馈和选模功能为主线,逐一介绍了 X 射线双晶布拉格衍射技术在半导体材料、特别是在量子阱和应变量子阱超薄层晶体生长和质量控制方面的作用,介绍了内建布拉格光栅对光通信用光信号源的发展所起的重要作用,波导光栅在复用和解复用过程中的作用,以及光纤布拉格光栅在全光纤通信系统中的应用及发展等.

关键词 布拉格衍射,半导体光电子材料和器件,光纤通信

Application of bragg diffraction in the development of semiconductor opto-electronic devices

WANG Wei[†]

(Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, Chinese)

Abstract The important role of Bragg diffraction in the application and development of semiconductor opto-electronic materials and devices is described. The function of the optical energy feedback and mode selection in Bragg diffraction is used as a key point to review the role of X-ray double crystal diffraction for the growth and quality control of semiconductor materials, especially for multi-quantum wells and strain multi-quantum wells, the role of the inner Bragg grating for the development of the light signal source for optical fiber communication-the role of array waveguide gratings for the development of multiplexing and demultiplexing, and the role of fiber Bragg gratings for all-optical fiber communications.

Key words Bragg diffraction, semiconductor opto-electronics materials and devices, optical fiber communication

1 引言

1913 年,英国物理学家 W. H. 布拉格(William Henry Bragg)和他的儿子 W. L. 布拉格(William Lawrence Bragg)发表了论文《X 射线和晶体结构物理》^[1]. 在该文中,他们把晶体对 X 射线的散射现象用 X 射线受晶体中由点阵格点组成的一系列平行的晶面反射来解释.其入射的 X 射线的波长和晶面间距的比值可用一个简单公式中的入射角来算出.这就是著名的布拉格反射定律或称之为布拉格散射

(衍射)效应.由于布拉格反射定律如此简单、真实地描述了 X 射线在晶体中的衍射现象,使得布拉格反射定律在晶体物理研究领域起着不可替代和无可估量的作用,布拉格父子亦因此于 1915 年荣获了诺贝尔物理学奖.在为布拉格父子颁奖庆典上,瑞典皇家科学院、诺贝尔物理学奖委员会主席 G. Granqvist 教授说:“感谢布拉格父子为研究晶体结构所发明的方法.它使我们步入了一个全新的世界,而且

* 国家自然科学基金(批准号 90101023)资助项目

2003-10-20 收到初稿 2004-01-10 修回

[†] E-mail: wwang@red.semi.ac.cn

这个世界的一部分业已被精确地探测到了. 这个方法以及用这个方法所得结果的重要意义还不在于其本身,而在于它的光辉未来.”

自布拉格衍射效应问世以来,近百年科学技术发展的记录无时不在验证着当初 Grangvist 教授论断的正确性. 本文将概括介绍近 30 年来在半导体光电子器件的发展中,布拉格衍射效应所起的重要作用;由此亦可佐证 Grangvist 教授对布拉格衍射效应“光辉未来”的评价确是恰如其分的.

2 布拉格衍射效应

布拉格父子把晶体对 X 射线的散射现象用 X 射线受晶体中由晶格点所组成的一系列平行的晶面反射来解释:入射到晶面族上的平行单色光会受到晶面族的各层平行晶面反射(见图 1),当该晶面族与入射光满足一定关系时,就会出现晶体对 X 射线的散射相干加强. 以图 1 最上两层晶面为例,当被上下晶面所反射的光束的光程差等于入射光波长的整数倍时,此两束反射光束将会产生相干加强. 设入射波长为 λ , 晶面间距为 d , 入射光与晶面的交角为 θ , 则我们可用简单的几何光学得到如下关系式:

$$2d\sin\theta = m\lambda, \quad (1)$$

其中 m 是正整数,它表征着衍射相干的级数. 这个关系式充分地表达了晶体对 X 射线的散射(衍射)规律,是布拉格散射(衍射)效应的基本关系式,称之为布拉格散射(衍射)方程.

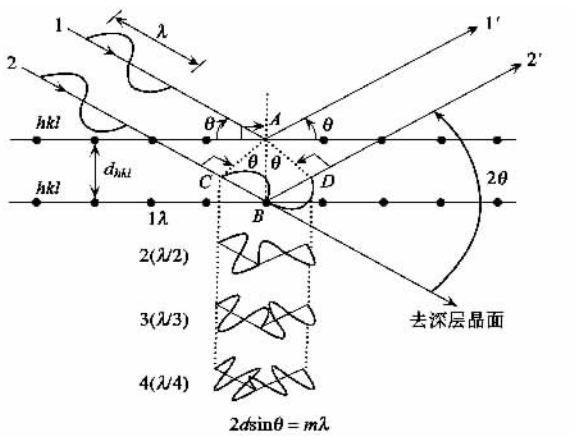


图 1 晶体衍射的布拉格模型

布拉格方程是 X 射线晶体学的基本计算公式,也是在光电子器件研发领域中应用布拉格衍射效应的基本依据.

3 布拉格衍射效应在半导体材料制备中的应用

随着分子束外延(MBE)和金属有机化学气相沉积(MOCVD)超薄层生长技术的发展和完善,围绕着量子尺寸效应的半导体物理、材料和器件的研究得到了迅猛的发展. 目前,利用量子阱、超晶格结构已开拓了划时代的半导体器件——量子效应器件. 以量子效应为基础的半导体光电子器件的制备诸如:激光器和探测器用的多量子阱和应变量子阱结构、光开关和光放大器偏振不灵敏用的应变补偿量子阱结构以及低维量子线和量子点结构等等,几乎全部是在材料制备中完成的. 而基于布拉格衍射效应的 X 射线双晶衍射(XRD)技术是无损伤地研究晶体结构参数的最有效手段之一. 因此,为了改善以量子效应为基础的半导体光电子器件的电学和光学特性,就必须利用 X 射线双晶衍射技术来检测器件的生长结构参数,以便予以控制和优化.

通过样品表面在布拉格角附近的摆动,就得到了 X 射线的衍射强度随样品摆动角度变化的 X 射线双晶衍射摇摆曲线(rocking curve). 分析所检测的摇摆曲线,我们可以获得样品结构的如下信息:

(1) 从外延层和衬底的布拉格衍射峰的角距离(图 2),可以得到外延层的晶格失配应变 ε :

$$\varepsilon = \frac{a - a_0}{a_0} = \cot\theta_B \cdot \Delta\theta, \quad (2)$$

其中 a 和 a_0 分别是外延层和衬底的晶格常数, θ_B 是衬底的布拉格衍射角, $\Delta\theta$ 是外延层和衬底的布拉格衍射峰的角距离(即两者布拉格衍射角之差).

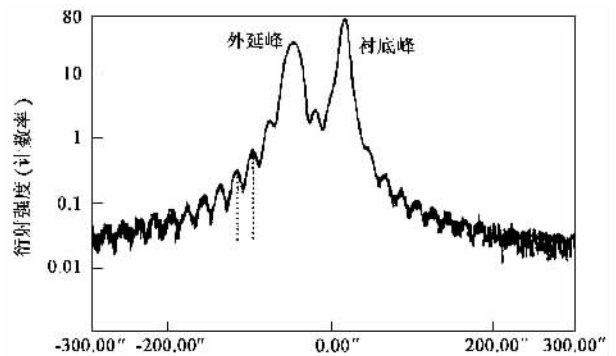


图 2 异质外延层的 X 射线摇摆曲线

从外延层相对于衬底的失配度也可用来判断外延层的应变属性(张或压应变)以及应变量的大小.

(2) 从摇摆曲线的 Pendellösung 条纹周期(图

2) 来判断外延层的质量和厚度

X 射线会在异质外延材料之间的界面发生反射, 如果外延层的结晶质量好、厚度均匀, 则在外延层衍射峰的两侧会出现一系列周期性的条纹, 这是 X 射线在异质界面产生的干涉条纹, 通常把它称之为 Pendellösung 峰条纹, 也可叫做厚度干涉条纹. 该条纹越尖锐、越清楚, 就表明该异质结的质量越好(界面平整、组分突变). 对于单层外延的厚度 t , 可由该条纹间的夹角 $\Delta\theta_p$ 来算出:

$$t = \frac{\lambda}{2\cos\theta_B} \cdot \Delta\theta_p, \quad (3)$$

式中 λ 为 X 射线波长, θ_B 为布拉格衍射角, $\Delta\theta_p$ 以弧度为单位.

(3) 从多量子阱或超晶格结构的 X 射线双晶衍射谱的衍射卫星峰的级数来判断多量子阱(或超晶格)结构的质量, 从卫星峰的角度间隔 $\Delta\theta_s$ (弧度) 来判断多量子阱(超晶格)的周期 Λ :

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2\cos\theta_B} \cdot \Delta\theta_s. \quad (4)$$

卫星峰的半高宽 β 与多量子阱数成反比. 理论上, 各级卫星峰的 β 应该是相同的, 但是当多量子阱的周期不均匀或界面粗糙时, 那么卫星峰的 β 会随卫星级数的增加而加宽, 抑或是会使高级卫星峰消失. 这可以用来评估多量子阱(超晶格)的生长质量.

4 布拉格衍射效应在半导体光电子器件中的应用与发展

自 1963 年苏联的阿尔菲洛夫(Alfelov Z)和美国的科洛埃默(Kroemer H)提出采用异质结来限制半导体发光区的电子和光子泄漏的概念^[2](两人为此获 2000 年诺贝尔物理学奖)和 1966 年中国旅英学者高琨提出利用全反射的原理制备石英光纤作为导光介质^[3]以后, 人类开始步入了光纤通信时代.

在 20 世纪 70 年代末, 光纤通信开始从 $0.8\mu\text{m}$ 处的多模光纤传输演进为以 InP 基激光器为光信号源、以 $1.31\mu\text{m}$ 零色散和 $1.55\mu\text{m}$ 低损耗窗口的单模光纤为传输介质的实用化阶段. 近十年来, 由于吸收了现代半导体物理和半导体微细加工技术的成果, 改善了半导体光电子器件的特性, 使得光通信系统开始由第二代的光-电-光的传输模式向下一代(NGN)全光传输网过渡. 其中所需的关键光电子部件多是以布拉格衍射效应为基础制作出来的. 下面介绍最重要的几种典型器件.

4.1 分布反馈激光器/分布布拉格反射激光器 (Distributed feed back laser/ distributed Bragg reflector laser)

在 20 世纪 80 年代初, 用 F-P 腔 InGaAsP/InP 激光器作为光信号源时, 光通信的带宽和通信的距离只能限制在几百兆赫和几十公里的范围之内. 其原因是 F-P 腔面反射半导体激光器的激射模式为多纵模, 通常其激射光谱的半宽多在 50nm 以上, 单色性差. 当使用这种多纵模激射的激光器作为荷载光信号的光源时, 面对具有色散(在 1550nm 波段, 群速度色散系数为 $17\text{ps}/\text{nm}/\text{km}$)特性的普通光纤(G.652 型), 由于不同波长的光在其中传播速度不同, 其所载的信号包络线就会在传播一定距离后发生严重畸变而失效, 而且信号的调制速率越高, 发生畸变就越早.

为了提高光通信的传输带宽和传输距离, 就必需开发一种在高频调制下仍可单纵模工作的动态单模(DSM)激光器作为光信号源. 对此, 曾尝试了诸如超短腔^[4]、解理耦合腔^[5]等来提高纵模间的增益差, 但均不理想. 而理论与实践证明, 在半导体激光器内部建立一个布拉格光栅结构, 用光栅代替激光器的腔面来分布式地反馈光的激光器结构是一种理想的动态单模光源.

内建布拉格光栅的半导体激光器主要有两种: 一种是布拉格光栅做在激光器的有源波导区内的分布反馈(DFB)激光器[图 3(a)]; 另一种是布拉格光栅作为反射器坐落在有源区两端的分布布拉格反射(DBR)激光器[图 3(b)]. 两种激光器的结构不同, 但都是根据布拉格衍射效应和利用布拉格光栅来获得器件的动态单纵模工作特性. 下面以 DFB 结构为例, 概括阐述在半导体光电子器件研究领域, 利用布拉格衍射效应进行选模和调相的基本工作原理.

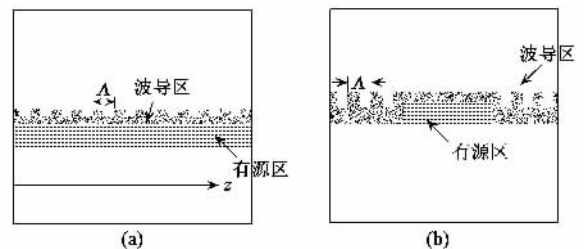


图 3 (a)分布反馈激光器 (b)分布布拉格反射激光器

图 3(a) 中的周期性波纹代表着材料折射率在 z 方向的周期变化, 如果这块带有光栅的薄层增益介

质被夹在低折射率的材料之间,形成了一个平板波导区,则光的传播方向(沿 z 轴方向)与光栅垂直.布拉格方程(1)可改写为:

$$\lambda = \frac{2n\Lambda}{m}, \quad (5)$$

根据(5)式,只要确定了光栅的周期 Λ 和介质的有效折射率 n 之后,就可以定出 DFB/DBR 激光器的单纵模波长.

理论上可证明光栅的选模功能.图3(a)中的介质材料组分沿 z 方向的周期变化所导致的折射率的变化可以用 $n(z) = n + \Delta n \cos(2\pi z/\Lambda)$ 来描述;如果材料是增益介质时,其增益系数也将按照 $g(z) = g + \Delta g \cos(2\pi z/\Lambda)$ 周期地变化.当这一介质材料被夹在低折射率的材料之间而构成平板波导时,则对于被限制在波导层内的相向行进的两列光波的行为,可以利用耦合波方程来分析^[6],从光栅对器件有源波导区所构成的折射率和增益的微扰(Δn 和 Δg),解析出前进耦合波和回返耦合波的振幅,从而可以得到沿 z 方向上任一点的功率反射率(等于回返耦合波的振幅平方与前进耦合波的振幅平方之比).以 $z=0$ 处的功率反射率为例^[7],

$$R(0) = \frac{\kappa^2 \tanh^2(\gamma L)}{[\gamma + \alpha \tanh(\gamma L)]^2 + \delta^2 \tanh^2(\gamma L)}, \quad (6)$$

其中 κ 是耦合系数, \tanh 代表双曲正切函数, γ 是耦合波的复数相传播系数, L 是有源介质的腔长, α 是有源介质的平均损耗系数, δ 是相传播系数的偏差($=2\pi/\lambda - 2\pi/\lambda_b$).图4是把 κ 和 α 作为参量,把 δ 作为变量画出的光栅的功率反射率与相传播系数偏差的关系曲线.可以看出,只有在布拉格波长附近,光功率反射率才有极大值,如果在这种带有光栅的介质中传输的光波波长稍偏离布拉格波长,则反射率就会骤然下降(损耗骤然增大).这显示了光栅的选模功能:只有和光栅所决定的布拉格波长相近的光才会被光栅反射加强.

自从1981年,以末松教授为首的东京工业大学研究小组研制成功第一只室温连续工作的 $1.5\mu\text{m}$ InGaAsP/InP DFB 激光器^[8]之后的20年中,陆续研制成功了增益耦合 DFB 激光器^[9]、应变量子阱 DFB 激光器^[10]、无制冷 DFB 激光器和抽运用大功率 DFB 激光器等等.它们全部是以布拉格衍射效应为基础,针对器件的各种工作状态和不同的工作环境,采用各种结构满足和促进了实用的要求和发展.

4.2 波长可调 DFB/DBR 激光器

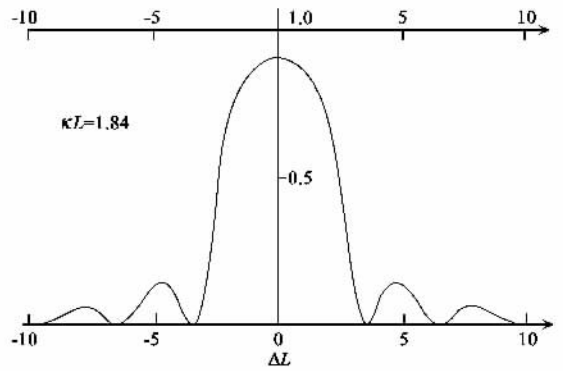


图4 光栅的功率反射率与相传播系数偏差的关系曲线

1987年掺铒光纤放大器(EDFA)问世^[11],使得光通信业务上升了一个新的台阶.其重要意义不仅仅是用光-光取代了光-电-光中继再生,而且由于其增益谱的带宽几乎覆盖了光纤通信的整个c波段窗口(1530—1562nm),从而使早期人们设想的波分复用技术(WDM)变得现实可行了.近年来,随着光纤 Raman 放大器的开发^[12]以及各种全波低损耗、低色散光纤的开拓成功^[13],使得 WDM 技术可以在 1270nm 到 1670nm 范围(S-C-L 波段)内应用.按照国际电联(ITU)所规定的密集波分复用的信道间隔是 100GHz(0.8nm),也就是说,在一根光纤上可以有 500 个信道同时传送信号,目前已报道的最窄信道间隔是 25GHz(0.2nm),则信道数又可增为原来的四倍.如果采用离散的单一波长信号源,在 N 个信道的 WDM 系统的发送端至少需要有 N 个激光器.这样从系统的配置和成本上考虑都不经济,而且对每一个信道的激光器都要求严格地对准 ITU 限定的波长,且容差将随着信道间隔的变窄而更加苛刻,这在实用中是一个不易解决的难题.为此,早在 DFB/DBR 激光器问世不久,人们就开始研制波长可调的 DFB/DBR 激光器^[14].近十几年来,随着亚微米加工技术的进步,波长可调谐激光器得到了长足的发展.其中有代表性的包括:多段 DBR 结构激光器^[15]、取样光栅(SG)结构激光器^[16]、超结构光栅 DBR 结构(SSG-DBR)激光器^[17]和 GCSR 结构(grating assisted codirectional coupler with rear sampled grating reflector)^[18]激光器等.

可调波长激光器的基本工作原理也是以布拉格衍射效应为基础,通过改变注入到布拉格光栅区的电流(根据等离子体效应)使光栅区的有效折射率发生改变,按(5)式,其布拉格波长也就会有相应的移动:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \propto \frac{\Delta n}{n} \quad (7)$$

对于典型的三段(含增益区、调相区和 DBR 光栅区)电注入 DBR 可调波长激光器的波长可调范围在 17nm 左右^[15]。它受到了该结构光栅调谐区的 $\Delta n/n$ 最大值的限制(在 1550nm 波段只有 1% 左右)。要进一步增大调谐范围,只能采用其他手段,例如采用空间滤波机制。取样光栅 SG-DBR 激光器、超结构光栅 SSG-DBR 激光器均属此类。

所谓取样光栅就是由一段均匀的布拉格光栅和一段平板波导所组成,而在有源区两端的 DBR 取样光栅的取样周期长度略有不同,则其反射谱是由两组周期稍有不同的梳状谱组成(图 5)。由于激光器前后两端的 SG 的取样周期不同,因而两组梳状光谱间隔也不相同。只有当两组中的某两个反射峰重合时,才能反射加强,则激光器会以此重合峰的波长激光,这种现象称为“游标对齐”(vernier)效应。当两个梳状反射谱在不同的注入电流下同时移动时可以实现小范围内的连续调谐并可以实现较宽范围的准连续调谐。通常其调谐波长范围可比电注入多段 DBR 激光器的大一个量级^[16]。

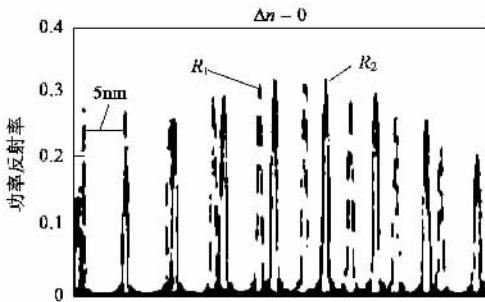


图 5 取样光栅的梳状反射谱

虽然波长可调激光器的产品化生产仍在开发之中,但它在新一代全光网中的应用已提到了日程上来,例如,用它作为全光网中的光滤波器、波长变换器、光学路由器等等。

4.3 垂直腔面发射激光器(VCSEL)

日本东京工业大学的伊贺建一教授于 1977 年首次提出了面发射激光器(SEL)的设想。面发射激光器的出光方向垂直于有源区的界面,因而可以使用平面工艺做成二维的列阵器件,在高速大容量光纤通信、光的并行处理和光互连等方面有着不可估量的应用价值。

从 1979 年研制出第一只 77K 下脉冲激励的垂直腔面发射激光器(VCSEL)^[19]的十年后才实现了

GaAlAs/GaAs VCSEL 的室温脉冲激励^[20]。主要是面发射激光器的增益区很薄(亚微米量级),比起边发射激光器的有源谐振腔长至少要小两个量级。因此,要求 VCSEL 有源区的谐振腔面有高的光反射率才能实现受激放大作用。直到 1989 年,利用 MBE 超薄层生长技术,在面发射激光器有源区的上下界面处生长了布拉格光栅反馈区(图 6),才取得了 GaAlAs/GaAs VCSEL 可室温低阈值连续工作^[21]的突破。

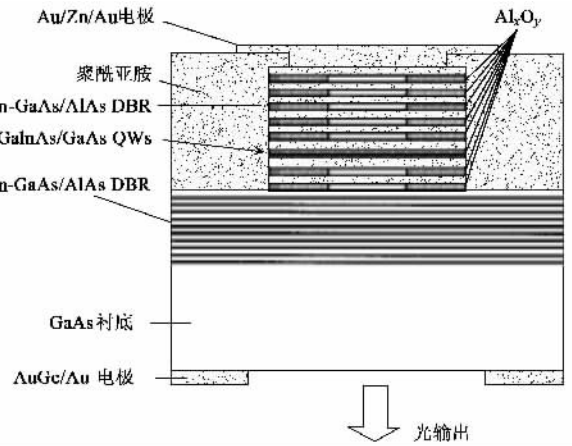


图 6 垂直腔面发射激光器示意图

通常 VCSEL 的布拉格光栅反馈区是由高折射率的材料(n_1)和低折射率的材料(n_2)交替重复地组成,每一个周期的高低折射率层的厚度要严格地设计为 $h_1 = \lambda/4n_1$ 和 $h_2 = \lambda/4n_2$ 。对于由 $(2k+1)$ 层(即 $(k+1)/2$ 个周期)所组成的 DBR 反射区,其反射率可以表示为

$$R_{2k+1} = 1 - \frac{4n}{n_1^2} \cdot \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^{2k} \quad (8)$$

其中 n 代表衬底的折射率, k 表示 DBR 的周期数。由(8)式可知,组成一个 DBR 周期的两种材料的折射率差越大, DBR 周期数越多,其反射区的反射率就越接近于 1。近几年正在研发一种和 GaAs 晶格近于匹配的 GaInNAs 材料作为有源区,它可以用折射率差大的 GaAs/AlAs 对作为 DBR 反射区,以便得到高 T_0 的 1310nm VCSEL 器件^[22]。

4.4 增强型光电探测器(Resonant cavity enhanced photodiode)

在高速光通信系统和测试系统中,通常需要高性能的光电探测器。传统光电探测器采用垂直照射进入的方式,设计时需要在量子效率 η 和响应带宽 B 之间进行权衡:量子效率 η 随吸收层厚度的增加而加大,但响应带宽 B 随吸收层厚度的增加而减

小. 有两种方法可以解决上述矛盾 (1)采用波导型光电探测器,光从侧面耦合入探测器,长的波导吸收区可以提高量子效率 η ,采用行波电极以增加响应带宽 B (2)采用谐振腔增强型光电探测器,光仍垂直照射,吸收层被包含在一个含有 DBR 反射器的谐振腔内,由于光在谐振腔内被往返反射吸收,在采用同样厚度的吸收层的情况下,相对于传统的光电探测器而言,RCE-PD 可以极大地提高量子效率 η .

图 7 是 InP 基长波长谐振腔增强型光电探测器的结构示意图.与垂直腔面发射激光器类似,RCE-PD 通常采用 $1/4$ 波长厚度层的布拉格光栅作为底端反射镜,可提供 90% 左右的镜面反射率.对于 GaAs 基材料而言,该光栅通常采用 GaAs/AlAs 周期结构,对于 InP 基材料而言,该光栅通常采用 InAlAs/InGaAlAs 周期结构.与 VCSEL 类似,在 DBR 对应的谐振波长处,量子效率达到最大值^[23].RCE-PD 可以用来实现波长解复用功能.通过改变谐振腔厚度,使谐振波长发生变化,改变量子效率最大值对应的波长位置,实现波长解复用^[24].

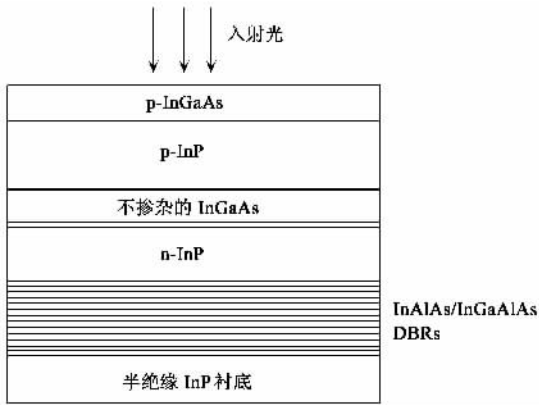


图 7 InP/InGaAs 谐振腔增强型光电探测器

4.5 阵列波导光栅 (Array waveguide grating)

复用器和解复用器是光通信中波分复用 (WDM) 技术的关键部件. 能实现波分复用/解复用的器件包括棱镜、干涉性滤波片、全息光栅、光纤耦合器、光纤光栅、刻槽光栅、多模波导干涉器件、马赫-曾德干涉器件、声光可调滤波器、波导光栅等. 其中衍射光栅型器件,如刻槽光栅和波导光栅,能同时处理多个波长,且易于将器件的通道数按比例扩大,在 WDM 技术应用中占有优势. 特别是阵列波导光栅 (AWG) 型波分复用/解复用器,因其设计简单、制造成本低和性能优越而成为 DWDM 系统的首选技术. 该器件集成度高,一块基片上可将几十甚至上百路光信号耦合或分离出来,具有良好的应用前景.

1882 年,罗兰 (Rowland) 提出凹面光栅的成像原理^[25],他引入的凹面光栅如图 8 所示,设 Q 是光栅面的中点, C 是它的曲率中心,并以 QC 的中点 O 为圆心,以 $r = OQ = OC$ 为半径做一个圆 K ,称之为罗兰圆,而把凹面光栅所在的圆称为光栅圆. 凹面反射光栅的特点是具有光栅和凹面镜的双重性:既可提供衍射,又可聚焦成像.而且无慧像差(即光程差的三阶导数在某一个波段为零).可以证明:从罗兰圆 K 上任一点 S 出射的光将被反射到圆上另一点 P ,并同时被衍射到圆上另一些点 $P', P'' \dots$,这些点分别是按顺序衍射光线的焦点.

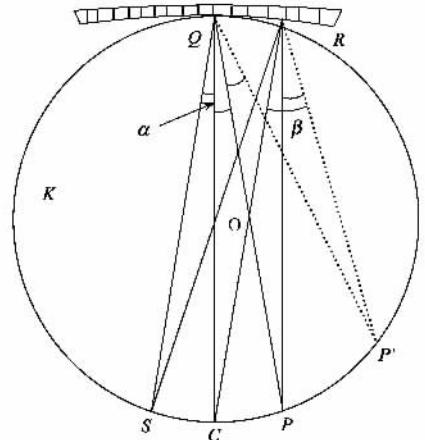


图 8 罗兰圆示意图

1988 年,施密特 (Smit) 基于凹面光栅原理提出了阵列波导光栅^[26]. 阵列波导光栅将凹面光栅的反射式结构拉成传输式结构,输入波导和输出波导分开,用波导对光进行限制和传导,取代光在自由空间中的传播. 这种传输式结构可在光传播中引入一个较大的光程差,使光栅工作在高阶衍射,提高光栅的分辨率. 图 9 给出了 AWG 波分复用/解复用的结构示意图.

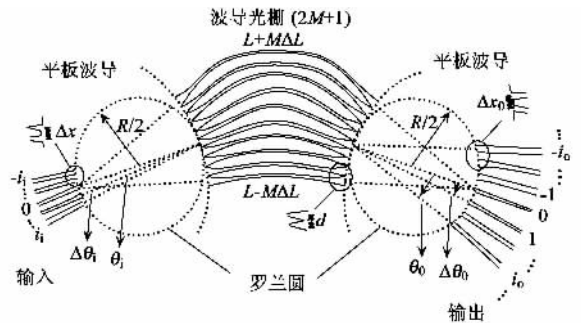


图 9 阵列波导光栅结构示意图

该器件用于解复用器时,复色光波 ($\lambda_1, \lambda_2, \dots$)

$\lambda_3, \dots, \lambda_N$)耦合进入某一输入波导,到达平板波导后,因对不同波长的光的折射率不同而引起色散衍射,各波长沿各自的衍射角投射到阵列波导区的各输入端口。当衍射光通过以 ΔL 递增/递减的一组弯曲波导阵列并经平板波导到达输出端的端口后,会产生光程差(1)对于波长为 λ_N 的光波,满足光栅方程(9)式的各级衍射光将相干加强地汇聚在相应的输出波导端口,

$$n_{es} M_i d \sin(\theta_{M_i})_i + n_{ea} (M_i \Delta L + L) + n_{ea} M_i d \sin(\theta_{M_i})_o = m \lambda_N, \quad (9)$$

其中 $M_i = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm M$ 是弯曲阵列波导的序号数; $i = 1, 2, 3, \dots, N$ 是复色波的各波长的标号; $m = 1, 2, 3, \dots$ 是波长的整数倍; n_{es}, n_{ea} 分别是平板波导和阵列波导对波长 λ_N 的有效折射率; $(\theta_{M_i})_i$ 是输入波导的任一输入端口与中心端口到达阵列波导输入端的中心端口的夹角; $(\theta_{M_i})_o$ 是阵列波导输出端的中心端口到达输出波导的中心端口和任一输出端口的夹角。(2)对于不同的波长,由于有效折射率 n_{eN} 不同,则满足每个波长的各级衍射光的相干加强条件不同,于是不同波长的光波被聚焦到不同的输出波导端口,从而完成解复用功能。由于 AWG 波分复用/解复用的结构是对称的,所以它的逆向就是复用器。

AWG 是构筑 WDM 子系统的主要模块,利用它可构筑上/下路器、波长互联开关、可调谐激光器阵列、可调谐探测器阵列等。

4.6 光纤布拉格光栅(FBG)

1978年,西尔(Hill K O)等人发现当用紫外光照射重掺锗的光纤芯部时,其芯部的折射率会发生永久性改变^[27]。后来,人们发现通过高压载氢处理过的普通光纤也具有这种光敏性质^[28],特别是在发明了掩膜版衍射写入光栅技术^[29]后,这使得采用全息曝光技术在光纤上制作各种波长的布拉格光栅成为可能。

(1) 光纤的色散补偿和脉冲压缩

目前,全世界已铺设的干线光纤多半为 G. 652 型,在其 1550nm 低损耗窗口的色散是 17ps/nm/km。这将限制着光纤的传输容量和传输距离。为了消除其影响,利用线性啁啾布拉格光纤光栅进行色散补偿是一种最有效的方法。光纤光栅色散补偿的原理如图 10 所示。啁啾光栅的周期是线性变化的,当脉冲光信号通过线性啁啾光纤光栅时,每一点都对应着一个特定的布拉格波长的光栅。光纤中传播的信号长波长分量在光栅的起始端被长周期的光栅

反射,而传播的信号短波长分量将在光栅的远端(短周期光栅处)被反射,则短波长的信号分量将比长波长信号分量的时延长。从而实现了信号脉冲的压缩,对光纤固有的色散特性进行了均衡补偿。

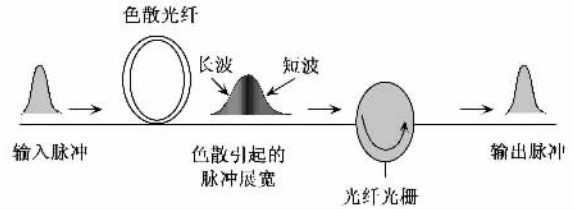


图 10 光纤光栅色散补偿原理

线性啁啾光栅还可以用来补偿因光纤的非线性自相位调制所引起的脉冲展宽。另外,为了避免掺铒光纤放大器(EDFA)的增益饱和,可以先在光的传输路径上倒向使用线性啁啾光纤光栅,使信号脉冲展宽,经 EDFA 放大后,再正向使用线性啁啾光纤光栅,使信号脉冲再压缩。

(2)由于光栅的选模特性,光纤光栅在波分复用系统中是一种优异的窄带、高反射率滤波器并由此应用于多种功能部件中,例如用作波分复用器^[30]、光分插(add/drop)复用器^[31]。

(3)光纤光栅作为特定波长的反射器,例如:

(a)用光纤光栅作为反射器的外腔半导体激光器^[32]。它除了具有外腔激光器的窄线宽特点外,还可在半导体超辐射管的增益谱范围内,选用适当的光栅周期,精确地得到由国际电联(ITU)所规定的波分复用波长系列。

(b)用光纤光栅作为 F-P 腔的反射器,以构成光纤激光器。把掺铒或掺铕的光纤作为增益介质(后者的吸收截面大,光抽运效率高),在其两端熔接上光纤光栅,所形成的光纤激光器具有窄线宽、波长稳定的优点。而且,可通过机械应力改变光纤光栅的周期来调谐激光器的输出波长,其连续可调范围可达 40nm 以上^[33]。

(c)用和垂直于光纤导光方向的光纤截面有小交角的光纤光栅,使得掺铒光纤放大器中的 1520nm 强增益峰有所衰减,以达到增益峰的平坦化;同时利用和抽运光相应的光纤光栅的反馈,以提高抽运效率。

(d)根据光纤的三阶非线性受激拉曼散射(即光波通过光纤时,被光纤中振动的原子所调制而产生前向和后向的频移波)的频移间隔较宽(几十个 THz),覆盖了光纤的低损耗传输窗口(S+C+L 波

段),可利用和输入的抽运光相应的光纤光栅来提高抽运效率,用多对光纤光栅作为拉曼散射光的反射器和用与输出的被放大的光相应的光栅作为该波长的布拉格反射器^[34]。由此可制备光纤通信全波段的光纤拉曼放大器。

另外,光纤光栅以波长的变化参量作为探测物体的应力、振动、压力和温度等的敏感元件,在军事和民用领域都有重要的实用价值,这里限于篇幅就不再展开介绍了。

5 结束语

本文仅对布拉格衍射效应在半导体光电子材料和光电子器件,特别是光纤通信中用的光电子器件的应用和发展进行了详细的介绍。文中以布拉格光栅衍射效应的光反馈和选模功能为主线,逐一介绍了X射线双晶布拉格衍射技术在半导体材料、特别是在量子阱和应变量子阱超薄层晶体生长和质量控制方面的作用;内建布拉格光栅对光通信用光信号源的发展所起的重要作用;波导光栅在WDM系统中复用解复用所起的重要作用;光纤布拉格光栅在全光纤通信系统中的应用及发展等等。正如本文所述,布拉格衍射效应自20世纪初问世至今,始终是半导体材料、半导体光电子器件发展的重要物理基础。随着科学技术的进步,半导体光电子材料和半导体光电子器件正在向着功能集成化方向发展,相信布拉格衍射效应将为半导体光电子集成的研究与发展继续开拓出创新的成果。

致谢 本文的初稿曾和王玉田教授进行了深入的讨论,有些内容已参考他的意见作了修改;在初稿内容、插图的选取以及参考文献的整理和校对中,得到了张靖和张瑞英博士的帮助,谨此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] Bragg W H. Proc. Roy. Soc. (A), 1913 88 :428 ; Bragg W L. Proc. Camb. Soc. , 1913 17 :43
- [2] Alferov Zh I , Kazarinov R F. Semiconductor Laser with Electrical Pumping. USSR Patent 8173 ; Kroemer H. Proc. IEEE , 1963 51 :1782
- [3] Kao K C , Hockham G A. Proc. IEEE , 1966 133 :1151
- [4] Burrus C A *et al.* Electron. Lett. , 1981 17 :954
- [5] Tsang W T *et al.* IEEE J. Quantum Electron. , 1983 42 :650
- [6] Yariv. IEEE J. Quantum Electron. , 1973 ,QE-9 : 919 ; Wang S. IEEE J. Quantum Electron. , 1974 ,QE-10 :413 ; Strifer W *et al.* IEEE J. Quantum Electron. , 1977 ,QE-13 :134
- [7] 王守武主编. 半导体器件研究与进展(三). 北京 :科学出版社 ,1995. 174[Wang S W ed. The Research and Progress on Semiconductor Devices. Beijing : Science Press ,1995. 174(in Chinese)]
- [8] Utaka K *et al.* IEEE J. Quantum Electron. , 1981 ,QE-17 :651
- [9] Nakano Y *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1989 55 :1606
- [10] Thijs J J A *et al.* J. Lightwave Technology , 1994 12 :28
- [11] Desurvire E *et al.* Opt. Lett. , 1987 23 :1026
- [12] White A E *et al.* Opt. Fiber Telecommunications , 1997 , Vol. IIB 267
- [13] Alferness R *et al.* Bell Labs Technical J. , 1999(Jan. — Mar.) :188
- [14] Yamaguchi M *et al.* Electron. Lett. , 1985 21(2) :63
- [15] Delorme F *et al.* IEEE J. Selected Topics in Quantum Electron. , 1997 ,3 :607
- [16] Jayaraman V *et al.* IEEE J. Quantum Electron. , 1993 29 :1824
- [17] Tomori Y *et al.* IEEE J. Quantum Electron. , 1993 29 :1817
- [18] Lavrova *et al.* J. Lightwave Technology , 2000 18 :1492
- [19] Soda H , Iga K , Kitahara C *et al.* Jpn. J. Appl. , 1979 18 :2329
- [20] Koyama F , Kinoshita S , Iga K. Appl. Phys. Lett. , 1989 55 : 221
- [21] Geels R , Coldren L A. 12th IEEE Int. Semiconductor Laser Conf. , 1990 , Vol. B - 1 : 16
- [22] Miyamoto T , Takeuchi K , Koyama F *et al.* IEEE Photon. Technol. Lett. , 1997 9 :1448
- [23] Kimukin I *et al.* IEEE Photonic Technology Letters , 2002 , 34 :366
- [24] Unlu M , Strite S. Journal of Applied Physics , 1995 , 78 :607
- [25] Rowland H A. Phil. Mag. , 1982 13 :467
- [26] Smit M K. Electron. Lett. , 1988 24 :385
- [27] Hill K O *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1978 32 :647
- [28] Lemaire P J *et al.* Electron. Lett. , 1993 29 :1191
- [29] Hill K O *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1993 62 :1035
- [30] Mirzrahi V *et al.* Electron. Lett. , 1994 30 :780
- [31] F. Bilodeau *et al.* IEEE P. T. L. , 1995 7 :388
- [32] Kashyap R. Electro. Lett. , 1994 30 :1065
- [33] Ball G A *et al.* Opt. Lett. , 1994 19 :1979
- [34] Grubb S G *et al.* Proc. Optical Amplifier and Their Application. Davos Switzerland , 1995