

237066

第一次全国半导体器件 专业学术会议论文选集

中国电子学会半导体器件专业委员会编

(内部资料 注意保存)

第一次全国半导体器件 专业学术会 議 論 文 选 集

中国电子学会半导体器件专业委员会編



国防工业出版社

1965

內容簡介

本論文選集共收入論文三十七篇，分为半导体器件理論及設計、半导体器件制造工艺和半导体器件測試等三部分。这些論文在一定程度上反映了我国半导体器件科学技术工作者近几年来在科研、生产上所取得的成果。其中有的在器件的設計理論上提出了带有独创性的見解，有的則介紹了解决实际問題的經驗。

本選集可供从事半导体器件科研、生产方面的工程技术人員参考。

第一次全国半导体器件专业学术會議論文選集

中国电子学会半导体器件专业委员会編

国防工业出版社 出版

北京市书刊出版业营业性许可证出字第 074 号

国防工业出版社印刷厂印装 内部发行

787×1092¹/₁₆ 印張 18³/₄ 449 千字

1965 年 10 月第一版 1965 年 10 月第一次印刷 印数：0,001—1,000 册

統一書号：N15034·886 定价：(科八) 3.80 元

前 言

为了檢閱国内近几年来在半导体器件科学研究和生产技术方面的进展和成績，交流工作經驗，以促使我国半导体器件的科学研究和生产技术水平进一步提高，中国电子学会半导体器件专业委员会于1963年11月29日至12月4日主持召开了第一次全国半导体器件专业学术會議。

由于全国各有关单位的大力支持和广大半导体器件科学技术工作者的辛勤劳动，这次专业学术會議共收到論文九十一篇，其中在会上宣讀的共七十二篇。在宣讀的論文中，絕大多数对我国半导体器件科学研究和生产技术的发展起到了一定的促进作用；其中有些在器件設計理論上提出了带有独创性的見解，或对前人的工作做了进一步的发展；有些将理論应用于解决实际問題；有些介紹了在器件設計、制造工艺技术、参数測試等方面的实际經驗和具体方法；有些对生产中的一些关键性工艺进行了研究和改进。

为了进一步达到交流工作經驗的目的，根据中国电子学会的要求，决定編印出版“第一次全国半导体器件专业学术會議論文选集”。经过几个月来的努力，現已完成論文的审选和編輯工作。在选择发表的三十七篇論文中，計有器件理論和設計方面的論文十三篇，制造工艺技术方面的論文二十篇，参数測試方面的論文四篇。

本論文选集在一定程度上反映了国内半导体器件科学技术工作者近几年来在科学研究和生产上所取得的进展和成績。我們希望这本选集能够对国内半导体器件科学研究和生产工作的发展起到推动作用，使从事于这方面工作的科学技术工作者进一步增强信心，为提高我国半导体科学研究和生产技术水平作出更多的貢獻。

由于篇幅所限，本論文选集未能更多地刊登會議上宣讀的論文。在論文审选和文集編輯过程中，虽經专业委员会成員和有关专家进行了多次評議和审閱，但由于經驗不足，疏漏和錯誤之处在所难免，敬祈讀者批評指正。

中国电子学会半导体器件专业委员会

1964年6月15日

目 录

前言.....	3
---------	---

第一部分 半导体器件理論及設計

光子晶体管.....	黄 傲等	7
晶体管最高振荡频率随 $r_b C_b$ 变化中的跳跃现象的理論和初步实验.....	王守觉等	32
結型晶体管的集电极本征电流放大系数 α^* 与“闌流”现象的分析.....	俞忠钰	35
硅扩散平面型高频晶体管設計中的几个問題.....	孙惠民	51
鍺超高频台式管設計中有关频率特性的考虑.....	邓先燦等	67
用鍺金鍺制造开关管.....	馮銀宝等	78
提高鍺合金扩散晶体管发射极反向击穿电压的研究.....		91
硅三端式寬基区 p-n-p-n 器件的轉折特性与开鍵特性分析.....	陈启秀等	95
单内扩散結变容二极管.....	林金庭	103
寄生参量对微波混频二极管性能的影响.....	續克存	112
晶体二极管正向大注入下的电感效应.....	李 智	122
P-N 結二极管的瞬态特性.....	江丕恒	131
硅扩散 P-N 結局部击穿现象的觀察.....	楊伯熙等	137

第二部分 半导体器件制造工艺

硅的平面型 n-p-n 高频晶体管基区杂质的扩散技术.....	卢 紀	143
制备硅平面型晶体管过程中二氧化硅掩蔽层的生长.....	卢 紀	148
用塗层法在 n 型硅中扩散硼.....	于培諾等	151
用逐层测量霍尔效应及电导的方法測定硅中高濃度掺杂分布.....	陈焜兮等	155
鍺中扩散层表面濃度的測量.....	錢学儉	164
无电极銅染色法显现鍺扩散 P-N 結.....	錢学儉等	170
由碘化鍺的歧化反应制备鍺 P-N 結及其电学性质研究.....	吳汝麟等	174
鍺外延生长.....	蹇哲人等	181
鍺单晶的外延生长.....	薛 楓	199
光敏抗蝕剂的合成及光刻技术在硅半导体器件制造中的应用.....	張象昉	207
鍺隧道二极管的实验研究.....	田人和等	212
鍺点接触隧道二极管的研制.....	黎在宁等	218
砷化鍺隧道二极管的制备工艺.....	阮剛等	222
砷化鍺隧道二极管的研制及其特性的退化.....	刘良俊	226
关于鍺隧道結伏安特性.....	焦鹏飞等	231

高掺杂 P-N 结的电容特性	譚长华等	237
鍺金键变容二极管	蔡田海等	246
反向二极管的研究	白元根等	250
生产工艺对鍺晶体管稳定性的影响	廖德荣等	260
水和氧对乙基化鍺表面的影响	徐温元等	270

第三部分 半导体器件测试

超高频导纳电桥	王守武等	275
利用隧道二极管与晶体管的脉冲整形线路及其在晶体管脉冲性能测量中的应用	王守觉等	282
超高频功率晶体管的增益测量	张国俊等	286
用交流四探针法测量鍺的电阻率	陈兴信等	292

光子晶体管

黄 敏 楊櫻华

一、引言

自从气体和紅宝量子放大器发明以来，人們就不断试图利用半导体內能級間的电子跃迁現象来得到类似的器件。1962年底我們开始看到了P-N結受激发射現象的报导。因为感到这些現象很可能导致一些重要的开关器件的发明，因此进行了一些調查研究。本文报导了我們学习的一些小结，討論了我們对注射P-N結受激发射的理解，进而大胆的提出了一些可进一步探討的器件形式以及应进一步研究的問題。为了与一般所謂“莱塞”的应用区别开来，我們將这些器件称之为光子晶体管。由于我們水平所限，而且目前注射受激发射P-N結的研究尚不成熟，我們的理解及設想都必然包含着很多錯誤，希望得到同志們的批評与指正。

二、为什么半导体材料是很理想的受激发射材料

1. 什么是受激发射

在一个电子系統中，电子在能級之間的跃迁，形成輻射能量的吸收或发射，輻射的頻率决定于两能級之間的能量差

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m \quad (1)$$

式中 h 为普朗克常数， E_n ， E_m 分别为 n 能級及 m 能級之能量。

假設电子原来在較高能量之 n 能級上，它可能自发地（亦即在沒有受到外因素之影响下）跃迁到較低能量之 m 能級上。此种輻射称为自发輻射，因为它的产生是无規律性的，所以是不相干的輻射。假若电子从 n 能級到 m 能級之跃迁，是因頻率为 ν_{nm} 的外加电磁波的感应而产生的。則所发生的輻射相角与外加电磁波的相角相同，因此是相干的輻射。此种輻射就是受激发射，其相干性可由干涉实验証明。由于外加电磁波感应而产生的能量吸收称为受激吸收。

2. 負温度——状态填充逆轉

在平衡情况下，电子在各能級上的分布是服从費米—狄拉克統計規律的，如温度为 T 則能量为 E_n 的能級被电子填充的几率为

$$f(E_n) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_n - F}{kT}}} \quad (2)$$

这是我們所熟知的現象，即在能量較低的能級被填充的几率是高于較高的能級被填充的几率。

如果我們能采取一些措施，使能級的填充形成高能級填充得多，而低能級填充得少的非平衡現象，我們就称之为“状态填充的逆轉”，有时称之为“負温度”。

3. 半导体的能带结构和能级

人们对半导体能带结构的了解是比较清楚的。

受激发射是能级之间的跃迁现象，因此研究半导体材料的受激发射现象有较好的基础。半导体材料的制备工艺比较成熟，较完整而又较纯的半导体单晶体的种类也较多，它们的物理化学性能一般也为人们所熟悉。因此在气体及红宝石的受激发射现象发现以后，人们就开始寻找半导体的受激发射现象。

半导体材料可分为直接跃迁材料和间接跃迁材料两种，前者的导带极小值和满带的极大值在 K 空间内取相同的 K 值，而间接跃迁材料的导带和满带的极值却为不同的 K 值。一般三、五族化合物半导体都是直接跃迁材料，以GaAs为例，其能带图为图1a所示。锗都是间接跃迁材料，以Ge为例，其能带图为图1b所示。

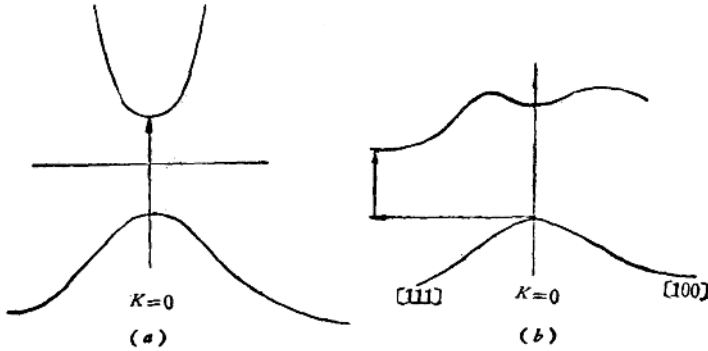


图1 半导体能带图。

a—砷化镓的能带图； b—锗的能带图。

因为人们对锗、硅材料最熟悉，所以早期的工作注意力放在锗硅上，但到目前为止，较成功的半导体受激发射的实验和理论工作，大部分都是用三五族化合物或直接跃迁材料的。

半导体中的能级除去完整晶体的能带以外，尚有人为加入的杂质能级、激子能级和在磁场下分裂出来的磁能级。

在半导体内可以形成杂质能级的杂质种类是极多的，对这些杂质能级的性能也已有不少的了解。在杂质浓度相当高时，杂质能级还会形成杂质能级带，有时还会和导带及满带连接起来。

激子能级的了解也在逐渐增加。事实上，激子就是一对分离得较远但仍被束缚着的电子—空穴对，他们受库仑力的作用而成对存在。

半导体中磁能级的概念是人们通过细致研究半导体材料的物理性能而得到的。如用回旋共振方法来测量半导体中载流子的有效质量。实际上就是利用了磁能级之间的跃迁。又如利用自旋共振来研究能带结构及杂质态的性质也是利用了磁能级间的跃迁。

总的来说，半导体中的能带结构，能级的种类及可控制性是丰富多彩的，而且半导体的种类及杂质种类的组合同样是极多的，从这方面来说，半导体材料的确是很理想的受激发射材料。

4. 半导体材料中几种“状态填充逆转”的形成方法

半导体材料是理想的受激发射材料的另一个方面的理由是半导体中形成“状态填充逆

轉”的方法較多。

目前已經想到的就已有四種：(1) 光泵；(2) P-N 結雪崩倍增；(3) P-N 結隧道注射；(4) P-N 結注射。以下簡單論述一下這四種方法：

(1) 光泵：利用光來激發電子空穴對的概念是熟知的。電子空穴對的形成就使高能級中的電子填充几率增加。氣體及紅寶石的光量子放大，也就利用了相似的原理。但是目前為止尚未有關於半導體材料利用光源形成“狀態填充逆轉”而得到受激發射的報導。

(2) P-N 結雪崩倍增：P-N 結轉變區內，在反向偏壓下，由於強電場而產生電子——空穴對的倍增現象，也形成“狀態填充逆轉”。十多年來，早已觀察到倍增後所產生的復合發光。這種發光現象，事實上，就是“狀態填充逆轉”所形成的輻射。因此利用雪崩倍增來得到“受激發射”也是可能的。但到目前為止，尚未有成功的報導。

(3) P-N 結的隧道效應：在高電場下，由於隧道效應使電子由滿帶穿過禁帶而進入導帶，這也是“狀態填充逆轉”的形成方法。最近也有些實驗和理論工作，試圖利用這種方式來得到“受激發射”^[7-3]但結果尚未完全肯定。

(4) P-N 結注射：P-N 結在正向偏壓下，電子由 N 區的導帶注入到 P 區的導帶中，空穴由 P 區的滿帶注入到 N 區的滿帶中，因而形成“狀態填充逆轉”。這種方法是目前最成功的方法，下面再進一步的做一些解釋。

P-N 結在正向偏壓下的載流子分布如圖 2 a 所示。由圖可見，由於偏壓的作用，降低了勢壘，使電子由 N 區的導帶注射到 P 區的導帶中去，而空穴則由 P 區的滿帶注射到 N 區的滿帶中去。由於電中性的要求，在 P-N 結附近 P 區的空穴及 N 區的電子也都增加至高於平衡時的數值。

總的來說，在 P-N 結轉變區 ($-x_n < x < x_p$) 範圍附近，有電子及空穴都增加的現象。

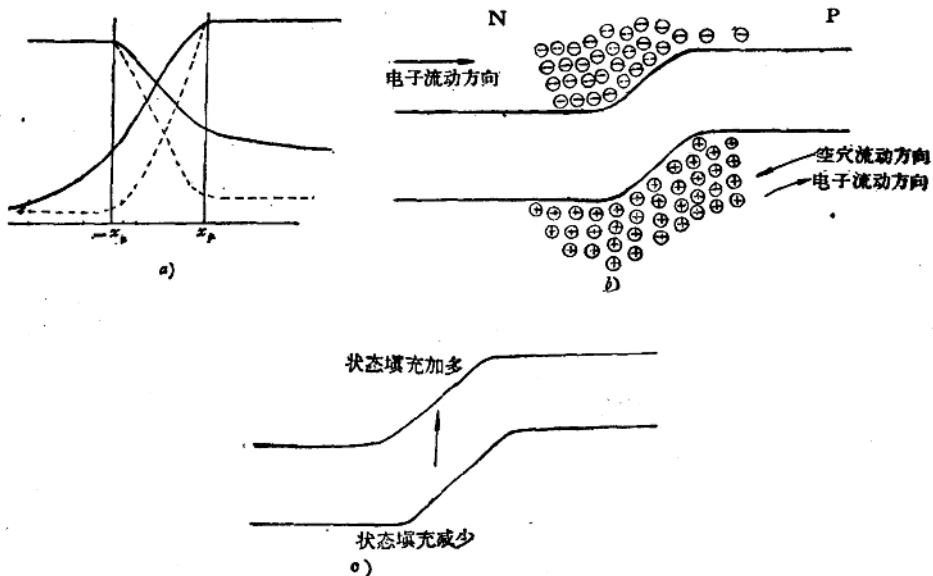


圖 2 半導體 P-N 結注射所形成的“狀態填充逆轉”示意圖。

a—載流子在正向偏壓下的分布； b—電子及空穴在能帶中的運動； c—狀態填充的情況。

电子与空穴同时增加到某一程度就可以得到“状态填充的逆轉”，因为空穴的增加表示在滿带中的电子填充几率减少。而电子的增加則表示导带中的电子填充几率的增加。

这种“状态填充逆轉”最突出的特点是在 P-N 結轉变区附近导带中高能級电子几率的增加并非由于电子直接从滿带跃迁到导带，而电子的来源是由于 P-N 結处于正向偏压下，所以在导带中有电子从外綫路通过欧姆接触流到轉变区的附近，因此加了这部分能級的填充几率。这样就形成了用电能来供給“状态填充逆轉”所需的能量。而在滿带中空穴的增加，事实上是电子由轉变区附近在滿带中流向 P 区的欧姆接触而由外綫流走。见图 2b。

据实验結果报导，电能化为光能的轉換效率，在砷化镓材料中是极高的。

总的来說，半导体形成“状态填充逆轉”的方法較多，因此比較灵活。下节中，我們將看到半导体已經被証明是重要的受激发射材料，此外一些新的受激发射現象的发现一定会不断增加的。

三、注射受激发射 P-N 結（簡称注激結）的一些实验及理論

在理論上 Basov^[B-1]曾經討論了达到鍺 P-N 結負溫度系数的条件。其后 Dumke^[D-3]又对比了利用鍺硅和砷化镓材料产生受激发射的可能性，他主要是探索了由于状态填充逆轉而形成的受激增益，是否足以抵消在材料內自由載流子吸收形成的損耗，他得出的結論是，在鍺硅材料中自由載流子吸收的損耗太大，而利用砷化镓材料产生受激发射是有可能性的。不久以后砷化镓 P-N 結在正向偏压下产生受激发射的現象便陸續被发现，注激結的理論亦相继有初步的发展，但至今还有不少現象未能得到令人滿意的理論解釋。

1. P-N 結注射受激发射現象的发现

(1) Keyes 等^[K-2]在实验中观察到在正向偏压下，砷化镓 P-N 結所发射的复合輻射，在室温与 77°K 下譜綫的綫寬和能量轉換效率的显著改变。砷化镓 P-N 結是将鋅扩散到 n 型砷化镓单晶內形成的，經腐蝕后結面积約为 7.5×10^{-4} 厘米²。在室温下，观察到两条发射譜綫（见图 3）。每条綫的光子数約相等。但当溫度降至 77°K 时发射能量的 90% 都集中到 1.44 eV 的譜綫上，而且綫寬变窄。改变注射电流密度，在 30 安/厘米² 至 2.5×10^3 安/厘米² 的范圍內，輻射强度随电流作綫性增加，其后开始饱和。

紧接着进行几个实验，都証明当砷化镓 P-N 結的正向电流密度到达一临界值以后，即产生受激发射。亦即当电流达到閾值以后，譜綫驟然变窄，而强度驟然增强。

(2) Quist 等^[Q-2]将 5 微秒的正向电流脉冲（重复率为 13 赫）加在結面积为 1.4×0.6 毫米² 的砷化镓 P-N 結上时，在 77°K 及 4.2°K 下，均观察到很强又很窄

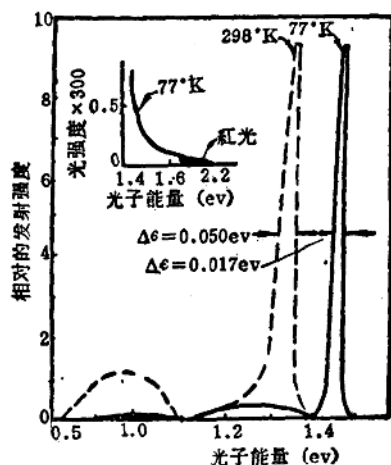


图 3 在 298°K 和 77°K 下，二极管发射的相对强度和光子能量的关系。图中的插图为 77°K 下的高能尾部。

的受激发射光束,发射的表面曾通过光学抛光,半功率光束宽小于 10 \AA 。在 77°K 下阈电流密度为 10^4 安/厘米^2 , 辐射线的宽度从 175 \AA 缩小至 30 \AA , 受激发射的频率相当于 8425 \AA 。在 4.2°K 下, 阈电流密度降至 700 安/厘米^2 。辐射线的宽度从 100 \AA 缩小 5 \AA , 受激发射的频率相当于 8375 \AA 。在阈电流以上, 随着电流的增加, 相当于新的谐振模的新谱线跟着出现。

(3) Hall 等^[H-1] 制成了 0.4 毫米立方体的 P-N 结, 立方形的前后两面相互平行, 并且经过抛光而成镜面, 利用 5 至 20 微秒的电流脉冲。在 77°K 温度下, 注射所产生的受激发射频率相当于 8420 \AA , 达到阈值电流后线宽从 125 \AA 缩小至 15 \AA 。电流密度小于 5000 安/厘米^2 时, 光的强度与电流密度成线性关系, 当电流密度达 8500 安/厘米^2 以上, 光的强度随电流的增加而急剧增加, 同时用红外光电管在离二极管 6 厘米的地方, 观察了辐射的方向性, 并且利用垂直的干扰线, 证明沿着结各点所发射的光, 存在一定的相角关系, 亦即受激发射的光是相干的, 再继续增加电流, 也看见有新的谐振模出现 (能量稍低些)。

(4) Nathan 等^[N-1] 将锌扩散入 n 型掺碲的砷化镓, 而形成的面积为 $1 \times 10^{-4} \text{ 厘米}^2$ 的 P-N 结, 在 77°K 下, 利用 50 毫微秒的电流脉冲, 在达到阈值电流密度 ($10^4 \sim 10^6 \text{ 安/厘米}^2$) 时, 线宽骤然缩小约二十倍, 受激发射的频率相当于 1.473 eV , 他们进而推测量子效率接近于 1 。

(5) Burn 等^[B-7] 将锌扩散入掺碲或硅 ($3 \times 10^{17} \text{ 厘米}^{-3}$) 的砷化镓内形成结深约为 50 微米, 结面积为 $(5 \times 10^{-3}) \times (50 \times 10^{-3})$ 寸² 的 P-N 结 (见图 4)。电流密度增至阈值电流密度 (8000 安/厘米^2) 时, 小面积所发射的光束的强度骤然增加, 同时方向性很强, 沿结平面的光束圆锥角为 2.5° , 沿垂直于结的方向, 光束宽约大一倍, 受激发射的频率相当于 8400 \AA 。

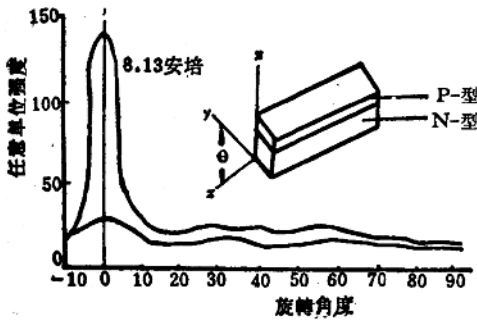


图 4 两种电流下结平面内发射的光强度与 θ 角的关系。

入 P 型砷化镓材料, 则较为困难。为了要得到较深的结, 所需扩散时间较长, 在用 $\text{S}_2, \text{Se}, \text{Te}$ 扩散时, 会在薄片表面上形成 $\text{Ga}_2\text{S}_3, \text{Ga}_2\text{Se}_3$ 及 Ga_2Te_3 等化合物。Kelly^[K-1] 用掺 Zn ($\text{Na-Nd} \sim 2 \times 10^{18} / \text{厘米}^3$) 的 P 型砷化镓单晶, 在扩散硫以前, 先在 GaAs 片的抛光表面上, 蒸发一层厚度约 3000 \AA 的氧化硅, 以防止化合物的形成, 扩散硫后的结深约 15 微米。二极管尺寸为 $300 \times 75 \times 100$ 微米³, 在 77°K 温度下, 阈值电流在 4 安至 8 安之间, 在 4.2°K 温度下, 阈值电流密度约 1000 安/厘米^2 , 受激发射波长为 8326 \AA 谱线宽度受到光谱仪的限制

以上所描述的只是一些最早期的实验, 所用的材料只限于砷化镓, 以后的实验结果更为细致, 同时陆续利用各种新材料产生受激发射, 由于各种材料的禁带宽度不同, 注激结受激发射的频率可以在比较宽的范围内实现。

2. 新材料的注射受激发射

(1) P 型衬底的砷化镓 P-N 结^[K-1]

上面所述的各个实验, 均是将锌扩散到 n 型砷化镓材料内, 以制成 P-N 结, 受激发射波长约为 8400 \AA 。将施主杂质扩散

而不能测出綫寬，窄于 $\frac{1}{2}$ Å。

(2) Ga (As_{1-x}P_x)^{(H-8)(H-6)}

二极管是用N型 Ga (As_{1-x}P_x) 单晶做成，施主杂质浓度高于 $10^{18}/\text{厘米}^3$ 。P型区用外延法形成，結深約 10 微米，长方形結面积为 10^{-3} 厘米²。在 77°K 温度下，閾值电流密度 (1至5 微秒脉冲电流) 約为 11,000 安/厘米²，受激发射波长为 7100 Å，在不同电流密度的情况下，譜綫寬分別为 125 Å (小于或近于 11,000 安/厘米²)，20 Å (16,000 安/厘米²)，12 Å (19,000 安/厘米²)。因为 Ga (As_{1-x}P_x) 的禁带宽度可随 x 之选择而改变，Holonyak 等推測此种材料所产生之受激发射的波长可能由 6200 Å 改至 8400 Å，目前所实现的最短波长为 6600 Å。

(3) InAs^{(M-7)(M-6)}

二极管是用鋅扩散到N型砷化銻材料 (施主杂质浓度为 $7 \times 10^{17}/\text{厘米}^3$) 而做成，結面积为 0.5×0.4 毫米²。电流脉冲采用重复率为 200 赫，宽度为 0.4 微秒的脉冲。在 77°K 温度下，閾值电流为 30 安 (閾值电流密度为 1.6×10^4 安/厘米²) 当二极管之正向电流为 50 安时，受激发射波长为 31,500 Å，譜綫之半寬为 35 Å。在 4.2°K 温度下，閾值电流为 2.5 安 (閾值电流密度为 1300 安/厘米²)。当二极管之正向电流为 60 安时，受激发射波长为 31,120 Å，譜綫之半寬为 70 Å。

Melngailis 等^(M-7) 又发现可以利用磁場来控制受激发射能量的頻譜分布。他們在 4.2°K 温度下，用直流电流通过形状为长方立方体 ($250 \times 50 \times 120$ 微米³) 之二极管，在沒有磁場的情况下，閾值电流为 530 毫安 (閾值电流密度为 4200 安/厘米²)。若沿垂直于电流之方向施加 3.6 千高斯之磁場：閾值电流降至 160 毫安，繼續增加磁場，閾值电流漸趋于极低限值。在利用磁場对譜振模选择之实验中，用 220 毫安直流电流通过二极管，当磁場为 4.1 千高斯时，受激发射主要集中在长波长的譜綫上，即 31,168 Å 之譜綫上 (半寬为 6 Å) 只有很少部分在 31,125 Å 的譜綫上。当改变磁場至 5.8 千高斯，两条譜綫的高度漸趋一致，磁場增至 9.1 千高斯时，主要的受激发射反而集在短波长的譜綫上。

(4) (In_xGa_{1-x})As^(M-5)

二极管是用 Zn 扩散入掺砷的N型单晶体做成的，形状为长方立方体 ($400 \times 80 \times 80$ 微米³) 以蒸发 Ag 及 Au 来制成 P 层的欧姆接触，然后在鍍 Sn-Au 的鉚片上，合金形成 N 区的欧姆接触。在 1.9°K 温度下，选择 $x = 0.75$ (施主杂质淨浓度为 $3 \times 10^{17}/\text{厘米}^3$) 受激发射波长为 2.07 微米，而选择 $x = 0.65$ (施主杂质淨浓度为 $6 \times 10^{17}/\text{厘米}^3$) 則受激发射波长为 1.77 微米。采用 50 毫微秒的电流脉冲，并沿垂直于电流的方向施加 14 千高斯的磁場强度，上述两种不同波长的受激发射，閾值电流均为 9 安 (閾值电流密度为 3×10^4 安/厘米²)，当脉冲电流为 35 安时，譜綫的宽度窄于 6.5 Å (受到光譜儀的限制)。

由于实现了这两种不同波长的受激发射，而 (In_xGa_{1-x})As 材料的禁带宽度是随着配比 x 而單調改变的，可以設想利用此种材料，有可能在 0.84 微米 (GaAs) 至 3.1 微米 (InAs) 的范围内，任意选择受激发射的波长。

(5) InP^{(W-6)(W-4)(B-11)}

用鋅扩散入N型 InP 底片以获得約 50 微米深的結，长方形的結面积为 $2 \sim 5 \times 10^{-4}$

厘米²。在 77°K 温度下，阈值电流为 1.5 安 (60 毫微秒脉冲)，受激发射波长为 9060 Å 至 9070 Å，可以观察到几个宽度约 1 Å 的峰，相互之间约距 3.5 Å。在 4.2°K 温度下，阈值电流为 350 毫安 (200 毫微秒脉冲) 受激发射波长为 9060 Å，仍可辨别出宽度约 $\frac{1}{2}$ Å 之几个峰。

3. P-N 结状态填充逆转的分析

在一个电子系统内，若能级 n 的能量 E_n 大于能级 m 的能量 E_m ，并以 A_{nm} 代表自发射的跃迁几率，以 B_{nm} 代表由于频率等于 $\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h}$ 的外加电磁波的激发所引起的受激发射的跃迁几率。则从能级 n 跃迁到能级 m 的总几率为：

$$T_{nm} = A_{nm} + u_{\nu_{nm}} B_{nm} \quad (3)$$

$u_{\nu_{nm}}$ 为对应于频率 ν_{nm} 的单位频宽内的辐射能量密度。因受激发射而产生的吸收几率为：

$$T_{mn} = u_{\nu_{nm}} B_{mn} \quad (4)$$

系数 A 与 B 之间服从爱因斯坦关系如下：

$$B_{nm} = B_{mn} \quad (5)$$

$$A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3 n^3}{c^3} B_{nm} \quad (6)$$

n 为材料的折射率。

以下让我们考虑一下注激结受激发射的条件，假设较高的能态位于半导体的导带，其能量为 $E_c(k_i)$ ，较低的能态位于价带。其能量为 $E_v(k_i)$ ， k 为波矢量。在不平衡的情况下，导带中对应于 $E(k)$ 的能态被占据的几率为：

$$f_c = \frac{1}{1 + e^{\frac{E(k) - F_n}{kT}}} \quad (7)$$

在价带中对应于 $E(k)$ 的能态被占据的几率为：

$$f_v = \frac{1}{1 + e^{\frac{E(k) - F_p}{kT}}} \quad (8)$$

F_n, F_p 分别为导带中与价带中的准费米能级，则单位时间内受激发射的量子数为^(B-2)

$$N_s = AB_{c,v} [1 - f_v(k_i)] f_c(k_i) P(\nu) \quad (9)$$

单位时间内受激吸收量子数为：

$$N_a = AB_{v,c} f_v(k_i) [1 - f_c(k_i)] P(\nu) \quad (10)$$

式 (9) 及 (10) 中 $P(\nu)$ 为外加电磁辐射的光子密度，系数 A 与导带及价带的能级密度有关。由此可见，受激发射的条件为

$$N_s > N_a \quad (11)$$

可写为

$$f_c(k_i) [1 - f_v(k_i)] > f_v(k_i) [1 - f_c(k_i)] \quad (12)$$

亦可改写为

$$\exp \frac{(F_n - F_p)}{KT} > \exp \frac{[E_c(k_i) - E_v(k_i)]}{KT} \quad (13)$$

对于直接跃迁的半导体材料, $k_i = k_j$

$$E_c(k_i) - E_v(k_i) = h\nu \quad (14)$$

将 (14) 式代入 (13) 式即可得到受激发射的必要条件

$$F_n - F_p > h\nu \quad (15)$$

下面以直接跃迁材料为例, 进一步来分析一下为了满足这个条件对 P-N 结的掺杂程度和所加偏压有什么限制。

扼要来说 (15) 式要求: ① P 区或 N 区两区之一必须是简并化的; ② 所加的偏压必须相当大, 使 qV 大于禁带宽度。

图 5 可以帮助我们理解以上的两个要求, 图中所示的 P 区及 N 区均为简并材料, 其费米能级分别处在满带及导带中, 进入满带及导带的深度分别为 ξ_p 及 ξ_n 。所加偏压 V 较大使 qV 大于禁带宽度 E_g 。

由图中可以看出, 在 $-d_n < x < d_p$ 之间 (15) 式是满足的, d_n 及 d_p 分别可由以下式子来求得:

$$\xi_n = F_n(-d_n) - E_c(-d_n) = F_p(-d_n) - E_v(-d_n) \quad (16)$$

$$\xi_p = E_c(d_p) - F_n(d_p) = E_v(d_p) - F_p(d_p) \quad (17)$$

从图中还可看出, 满足受激发射的必要条件 (15) 式的区域 $-d_n < x < d_p$ 的宽度 ($d_n + d_p$) 决定于四个因素: ① 掺杂的情况, ξ_n 及 ξ_p ; ② 所加偏压的情况 $\frac{1}{q} E_g < V < V_d$; ③ P 区的复合情况, 即 F_n 随距离的变化情况; ④ N 区的复合情况, 即 F_p 随距离的改变情况。

图 5 中 b 表示 P 区及 N 区均为简并材料, 而偏压不够大时 (15) 式不能满足的情况。

图 6 表示仅有 P 区为简并材料, 而 N 区为非简并材料的情况。P 区的费米能级在满带中, 其进入满带的深度为 ξ_p 。所加偏压 V 较大使 qV 大于禁带宽度。

由图中可见, 在 $-d_n < x < d_p$ 之间 (15) 式是满足的, d_n 及 d_p 分别可由以下式子来表示:

$$F_n(-d_n) - F_p(-d_n) = E_g \quad (18)$$

$$F_n(d_p) - F_p(d_p) = E_g \quad (19)$$

从图中亦可看出, 一般情况下 $d_p > d_n$ 。当 P 区及 N 区皆非简并的情况下

$$V < V_d < qE_g \quad (20)$$

因此,

$$F_n - F_p < E_g = h\nu \quad (21)$$

亦无法满足受激发射的条件。

以上的讨论只是示意的, 因为我们只考虑了直接跃迁的材料, 也只考虑了带间的跃迁为主要发射机构。

必须强调指出, 满足了 (15) 式只是满足了出现受激发射的一方面的必要条件, 还不能保证可得到受激发射。以下两节, 我们进而讨论产生受激发射的另外两个条件。

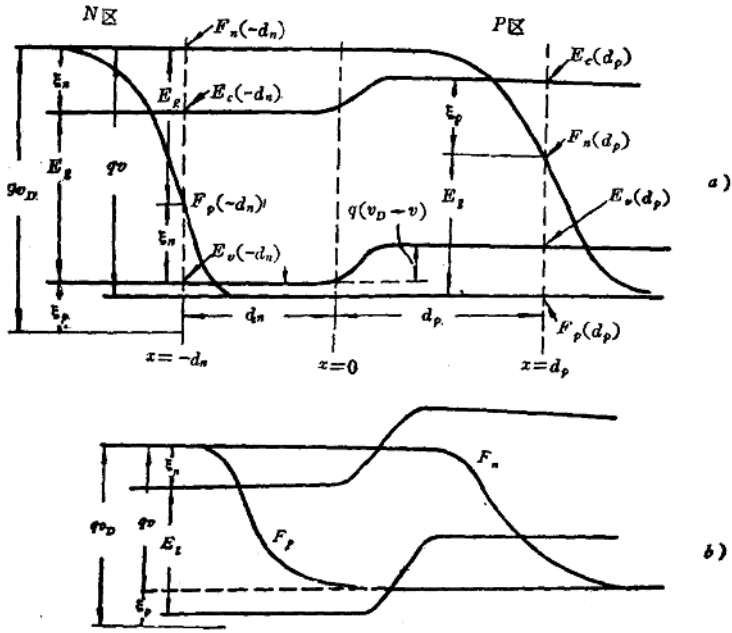


图5 P区及N区均为简并材料的能带图,

$$a - \frac{1}{q} E_g < V < \frac{1}{q} (E_g + \xi_p + \xi_n);$$

$$b - V < \frac{1}{q} E_g, F_n - F_p < E_g = h\nu, d_p + d_n = 0.$$

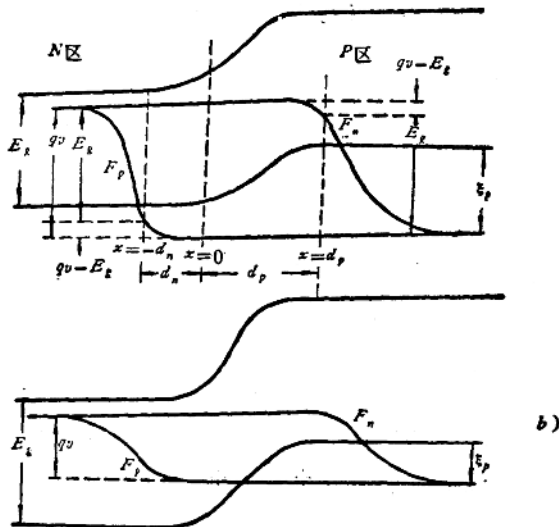


图6 P区简并N区非简并P-N结在正向偏压下的能带图,

$$a - \text{偏压大于 } E_g/q; \quad b - V < qE_g, d_p = d_n = 0.$$

4. 受激发射电磁波的传播条件

受激发射的物理过程可扼要叙述如下：在满足（15）式情况下，由高能级到低能级的跃迁多于由低能级向高能级的跃迁，这时就有净的辐射产生，而辐射的电磁波又可进一步的作用于半导体中的电子系统，再使辐射增强，如果辐射区的几何形状及材料性能等能满足电磁波的驻波或谐振的建立条件的話。那么，就产生了受激发射现象。

这一节里我们定量地分析电磁波的驻波或谐振波建立的必要条件。P-N 结如图 7 中所示，沿 z 方向的长度为 l ，辐射区在 $y-z$ 平面上，其厚度为 $d = d_p + d_n$ ，辐射区沿 y 方向的宽度远大于 d 。

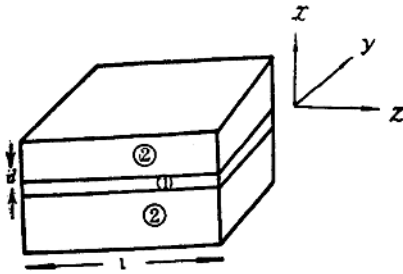


图 7 辐射区与衰减区的划分。

辐射区内(区 1)，介质常数为 $\epsilon_1 = \epsilon'_1 - \frac{\sigma_1}{j\omega}$ ，其中负电导率 $-\sigma_1$ 反映辐射的增益，假设 P 区与 N 区的介质常数相等， $\epsilon_2 = \epsilon'_2 + \frac{\sigma_2}{j\omega}$ ，其中正的电导 σ_2 反映 P 区和 N 区中辐射的损耗。再假设区①和区②的磁导率均为 μ_0 ，我们把辐射区看作一介质块，如图 8 所示，以下扼要分析表面波在介质块内沿 z 方向的传播。

辐射的传播可取 TE 模的形式或 TM 模的形式，对应于 TE 模，电场只有沿 y 方向的部分 E_y ，而磁场只有沿 x 及 z 方向的部分 H_x 和 H_z ，对应于 TM 模，则有 H_y ， E_x 与 E_z 。

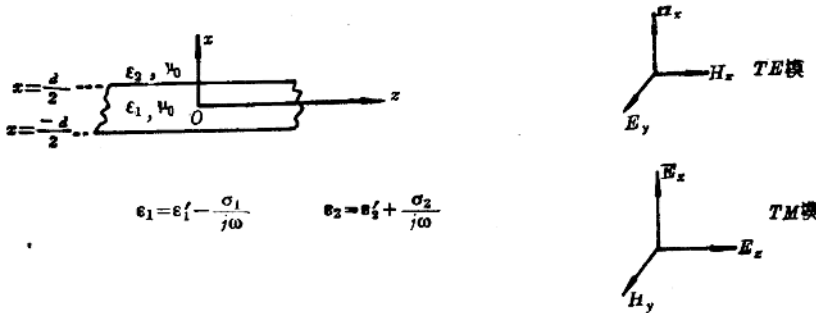


图 8 电磁波的传播。

TE 模：

我们取 E_y 的解为对称于 $x=0$ 的平面，则：

$$E_{y1} = A \cos k_1 x e^{-jk_2 z} \tag{22}$$

$$E_{y2} = B e^{-k_2(|x| - \frac{d}{2}) - jk_2 z} \tag{23}$$

其中脚碼 1 及 2 分别表示辐射区①及非辐射区②。在区②内，随着离交界面的距离的增加，电场的强度是按指数衰减的，由于 E_y 满足波方程，可得：

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + k_0^2 E_y = 0 \tag{24}$$

或写为：

$$-k_1^2 - k_2^2 + k_{01}^2 = 0 \tag{25}$$

$$k_2^2 - k_2^2 + k_{02}^2 = 0 \tag{26}$$