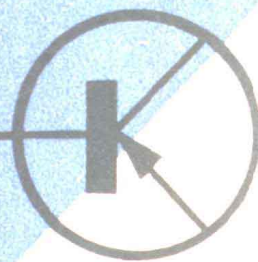


半导体译丛



半导体的受激光发射

謝希德 阮 剛 編

上海市科学技术编译館

前 言

我們根据国外近期期刊选譯了“半导体的受激光发射”方面的文献共 37 篇。其中由于半导体中受激光发射现象的研究在最近两年才开展起来,不少研究成果在初期只能以研究通訊的形式发表,因此,本輯所載絕大部分是研究通訊。

本輯第一、二两篇,是在实验上发现半导体的受激光发射现象前的有关理论研究;第三、四、五三篇,是世界上最早宣布观察到半导体中受激光发射现象的原始文献,三篇差不多同时报导了半导体砷化镓 $p-n$ 結加上正向偏压后出现的受激光发射现象;第六至第二十九篇,研究对象是半导体砷化镓 $p-n$ 結,是1962年11月后陆续发表的实验性和理论性研究的論文,排列以发表时间的先后为序;随后两篇日本文献的特点在于具有綜合性,同时还有一些較好的实物照片;第三十二篇到三十七篇,介绍砷化镓以外的其他 III-V 族化合物半导体及 III-V 族化合物固溶体半导体材料制成的 $p-n$ 結上受激光发射现象的首批研究成果。

迄截稿止,还有很多新发表的、有价值的文献未及选譯进去,因而本輯收集的資料是不够完整的。为此,我們还准备根据讀者的需要繼續編譯一批最近发表的文献,爭取在明年上半年出版。

編 者 1964.10.

目 录

1. 半导体的受激光发射条件·····	M. G. A. Bernard 等 (1)
2. 带間跃迁和受激发射作用·····	W. P. Dumke (4)
3. 砷化镓 $p-n$ 結輻射的受激发射·····	M. I. Nathan 等 (8)
4. 砷化镓結的相干光发射·····	R. N. Hall 等 (9)
5. 砷化镓半导体受激发射器·····	T. M. Quist 等 (11)
6. 注入受激光发射器的閾值关系和衍射損耗·····	G. J. Lasher (12)
7. 砷化镓光发射二极管的方向性效应: 第一部分·····	G. Burns 等 (15)
8. 砷化镓光发射二极管的方向性效应: 第二部分·····	R. A. Laff 等 (16)
9. 光发射結中的电磁模式填充数·····	W. P. Dumke (18)
10. 光发射砷化镓二极管中作用区的确定·····	A. E. Michel 等 (19)
11. 室温受激发射·····	G. Burns 等 (20)
12. 連續工作的砷化镓注入受激光发射器·····	W. E. Howard 等 (22)
13. 砷化镓受激光发射器性质的温度效应·····	G. Burns 等 (24)
14. 砷化镓注入受激光发射器的猝灭·····	A. B. Fowler (26)
15. 压力对砷化镓 $p-n$ 結自发发射和受激发射的影响·····	J. Feinleib (27)
16. 合金結砷化镓隧道二极管的光发射·····	G. J. Hoover 等 (26)
17. 扩散施主的砷化镓注入受激光发射器·····	C. E. Kelly (37)
18. 砷化镓結受激发射模式結構中的綫寬和压强移动·····	M. J. Stevenson 等 (38)
19. $p-n$ 結受激光发射器的閾电流·····	J. L. Moll 等 (40)
20. 砷化镓半导体受激发射器理論·····	A. L. McWhorter 等 (42)
21. $p-n$ 結中光傳播的介质波导模式·····	A. Yariv 等 (44)
22. $p-n$ 結中光傳播的介质波导模式的观察·····	W. L. Bond 等 (45)
23. 砷化镓注入受激光发射器中的綫形·····	G. Burns 等 (47)
24. 砷化镓注入受激光发射器的量子效率·····	G. Cheroff 等 (49)
25. 砷化镓注入发光的能帶填充模型·····	D. F. Nelson 等 (51)
26. 砷化镓結型二极管中使譜綫变窄的閾电流·····	S. Mayburg (53)
27. 相干砷化镓二极管的温度效应·····	W. E. Engeler 等 (55)
28. 流体靜压力对砷化镓受激发射器光发射的影响·····	G. E. Fenner (59)
29. 圆柱形的砷化镓受激光发射二极管·····	K. M. Arnold 等 (62)
30. 砷化镓二极管受激光发射器·····	岡田純一等 (63)
31. 砷化镓半导体受激光发射器·····	成田信一郎 (68)
32. $\text{Ga}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$ 結相干(可見)光发射·····	N. Holonyak, Jr. 等 (74)
33. InAs 二极管中的受激发射作用·····	I. Melngailis (75)
34. InP 受激光发射·····	K. Weiser 等 (77)
35. 磁調制連續 InAs 二极管受激发射器·····	I. Melngailis 等 (78)
36. InP 受激光发射器的一些性质·····	G. Burns 等 (80)
37. $(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x})\text{As}$ 半导体二极管受激发射器·····	I. Melngailis 等 (81)

1. 半导体的受激光发射条件^①

Maurice G. A. Bernard, Georges Duraffourg

近来发表了很多文章^①讨论受激光发射器,但绝大多数只考虑局部化能级之间的受激发射。已熟知的由受激发射辐射而获得电磁波放大的必要条件,就是在跃迁中两个局部化能级之间的所谓“粒子数反转”。但是,1958年P. Aigrain^②指出,在发射两个波色子的情况这个条件就不必要了,这时一个波色子被激发,另一个转化为热。

实际上,在单粒子近似中,固体内的电子态可以用对整个晶体都有意义的布洛赫波表示;设有这样的两个态:一个态具有波矢 k_i 和能量 $E_v(k_i)$, 另一个态具有波矢 k_j 和能量 $E_c(k_j)$ 。又设这些态中的第一个属于状态组(v),而第二个属于状态组(c);先假定这两组态分别是半导体的价带和导带。

在平衡的条件下,任何能态 $E(k)$ 的占有几率就是费米-狄喇克函数

$$f = \frac{1}{1 + \exp [E(k) - F_0] / k_0 T}$$

其中, k_0 是玻耳兹曼常数而 F_0 是电子的费米能级或化学势。如果晶体不再处于平衡态, W. Shockley^[2] 曾证明,在后面将讨论的一定条件下,导带中任何状态的占有几率是

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp [E(k) - F_c] / k_0 T}$$

其中 F_c 是导带电子的“准费米能级”;同样的方式,可定义一个价带空穴的“准费米能级”;在平衡时, $F_c = F_v = F_0$ 。

价带的一个态 $E_v(k_i)$ 一般通过直接的辐射跃迁与导带的一个态 $E_c(k_j)$ 相联系;设这样过程在单位时间内的几率是 W_c^v ;在含有光子能量 $h\nu$ 、密度为 $P(\nu)$ 的辐射场中,单位时间内吸收的量子数是

$$N_a = A W_c^v f_v(k_i) [1 - f_c(k_j)] P(\nu) \quad (1)$$

单位时间内受激发射的量子数是

$$N_e = A W_c^v [1 - f_v(k_i)] f_c(k_j) P(\nu) \quad (2)$$

其中比例系数 A 包含着价带和导带的状态密度;由于 $W_c^v = W_c^v$, 可能放大的必要条件, $N_e > N_a$, 可写成

$$f_c(k_j) [1 - f_v(k_i)] > f_v(k_i) [1 - f_c(k_j)]$$

就是说

$$\exp (F_c - F_v) / k_0 T > \exp [E_c(k_j) - E_v(k_i)] / k_0 T \quad (3)$$

因为

$$E_c(k_j) - E_v(k_i) = h\nu$$

以上条件简化为

$$F_c - F_v > h\nu \quad (4)$$

这个条件可用不同的方法给以推广。首先,让我们考虑有一个或多个声子被发射或被吸收的一个间接跃迁;必须修正表示式(1)和(2)。直截了当的计算可证明,如果声子转化为热,不等式(3)就被换成

$$\exp (F_c - F_v) / k_0 T > \exp [E_c(k_j) - E_v(k_i) - \sum_q \epsilon_q \hbar \omega_q] / k_0 T \quad (5)$$

其中, $\hbar \omega_q$ 是所涉的第 q 个声子的能量,而 $\epsilon_q = \pm 1$ (在受激过程中,如果声子被发射是 $+1$,如被吸收为 -1);但我们所要激发的辐射频率是

$$h\nu = E_c(k_j) - E_v(k_i) - \sum_q \epsilon_q \hbar \omega_q$$

因此受激发射的条件还是关系式(4)。

其次,让我们考虑某个能带,譬如说导带,和禁带中某个杂质能级之间的直接或间接的辐射跃迁。各种简并度和不同荷电条件的缺陷中心,其占有的统计^[3] 以及这些中心的复合统计^[4,5],不同的作者都曾论述;作者之一曾经利用与每个杂质能级相关的“准费米能级”作了等效的处理^[6];设 N_s 是荷电条件 s 的中心数目, N_{s+1} 是荷电条件 $s+1$ 的中心的数目;能级 $(s, s+1)$ 的能量 $E_{s+\frac{1}{2}}$ 定义为^[4,6]

① “Laser Conditions in Semiconductors”, Physica Status Solidi, 1, 699 (1961)

② 关于受激光发射器的新近的参考文献,例如,看 A. Authier (将出版在 Nucleus 上) 以及 N. G. Basov, O. N. Krokhin 和 Yu. M. Popov^[1] 的评论性文章

③ P. Aigrain 在 1958 年布鲁塞尔“电子学和无线电信中固体物理学的国际会议”中的演讲,未发表。新近,在第二次国际量子电子学会议中, N. G. Basov, O. N. Krokhin 和 Yu. M. Popov 独立地提出相同的思想

$$E_{s+\frac{1}{2}} = k_0 T \log Z_s / Z_{s+1}$$

其中 Z_s 和 Z_{s+1} 是两个配分函数。

在热平衡时,有

$$N_{s+1}/N_s = \exp (F_0 - E_{s+\frac{1}{2}}) / k_0 T \quad (6)$$

其中 F_0 是费米能级。在非平衡的条件下,比值 N_{s+1}/N_s 不再等于(6)式所给的比;在下面我们将讨论的某些条件下,对于能级 $(s, s+1)$ 可按关系式

$$N_{s+1}/N_s = \exp [F_{s+\frac{1}{2}} - E_{s+\frac{1}{2}}] / k_0 T$$

定义一个“准费米能级” $F_{s+\frac{1}{2}}$ 。

现在,简单的计算证明,在导带中态 $E_c(k_i)$ 和缺陷能级 $(s, s+1)$ 的态之间跃迁,受激光发射的条件是

$$F_c - F_{s+\frac{1}{2}} > h\nu \quad (7)$$

这又和关系式(4)相等价。

因此,在对于半导体中各组电子态(导带、价带、杂质能级),可定义一个相关的“准费米能级”的假设下,由激射而使电磁放大的必要条件就是简单的公式(4)。如果某组电子同热库或恒温器交换能量,在时间上比各组态之间跃迁使粒子数返回平衡所需要的时间短,则该组状态的“准费米能级”的概念是有意义的。绝大多数半导体显然都是这种情况。换句话说,我们可以将任何半导体受激光发射器,看作为具有近乎同一信号频率但有宽广“无益频率”谱的很大的三能级(或甚至三个以上能级)受激发射器的集合;允许“准费米能级”存在是等价于表示相应的“无益频率”同恒温器强烈耦合。如果通过滤波片使半导体同在温度 T_p 的黑体辐射有良好接触而提供泵跃迁,则根据把细致平衡用在连续的泵作用的讨论,用简单计算可指出

$$F_c - F_v = h\nu_p \left(1 - \frac{T}{T_p}\right) = h\nu_p \eta_c$$

其中 $\eta_c = 1 - \frac{T}{T_p}$ 是温度在 T 和 T_p 之间工作的热机的卡诺效率;但受激光发射器的效率是 $\eta = h\nu / h\nu_p = \nu / \nu_p$, 因而受激光发射的条件(4)现在能重写成

$$\eta < \eta_c$$

这表明给出相干光的热机效率一定要低于卡诺效率。

这种处理的意义可由下列几点着重说明:

i) 一个半导体受激光发射器的实际运用不但需要满足必要条件(4),而且还要求净发射应大于衍射、反射、自由载流子吸收等损失。但是,这种充分条件应对每个具体情况进行计算;因此关系式(4)在

预示什么对象最有利于作更仔细研究是个有用的步骤。

ii) 对于直接跃迁, $h\nu = E_G$ (这里 E_G 是禁带宽度),而且条件(4)要求注入载流子的数目这样大,以致电子和空穴两者的数目都是简并的或近于简并;低温时有效质量小的材料应该是有利的;作为一个例子,譬如说设计利用 n 型 InSb 或 InAs 晶体在液氮温度具有价带顶和导带费米面之间的泵跃迁 ν_p 以及导带底和价带顶之间的受激发射 ν_s (图 1)。

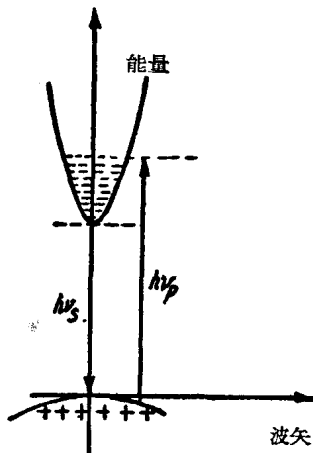


图 1 InSb 或 InAs 的能带结构中的泵和信号跃迁(为了简单起见略去能带结构的简并度)

iii) 对于间接跃迁, $h\nu$ 小于禁带宽度

$$h\nu = E_G - \hbar\omega$$

其中 $\hbar\omega$ 是发射出来的一个声子的能量;这就必须大大减低受激光发射作用所需的泵功率;我们所得到的就是 Aigrain 曾经预料的结果,在 1958 年他第一个提出从锗中的间接复合辐射获得相干光的发射。

iv) 对于杂质跃迁, $h\nu$ 也小于 E_G ;例如,让我们考虑辐射跃迁到锗中 Zn 的第二个受主能级(图 2),预计 Zn^- 离子俘获一个导带电子是一个缓慢的辐射过程,而 Zn^{--} 离子俘获一个空穴应该是很快的;因此电子的准费米能级 F_c 随注入而升高,而 Zn 能级的“准费米能级”将靠近空穴的“准费米能级” F_v 。因此也靠近价带。另一方面,发射出来的光子能量远小于禁带宽度,并且

$$h\nu = E_G - E_a - \hbar\omega$$

其中 E_a 是 Zn 的第二个受主能级的电离能 ($E_a =$

① O. Benoit à La Guillaume 和 C. Tric 独立地也完成了同样的设计。

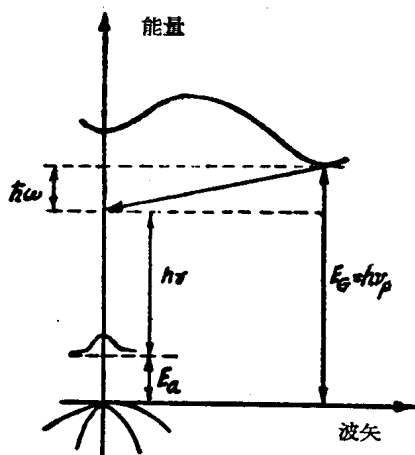


图2 锆的能带结构与所涉的各种跃迁。锆的第二个受主能级的波函数的富里变换,估计只有 $k(0, 0, 0)$ 附近是重要的; 锆的第一个受主能级也应有有趣的可能性, 为清楚计而省略了

0.09 eV), 而 $\hbar\omega$ 是间接辐射跃迁所发射的一个声子的能量。

另一种有趣的情况就是硅中 In 的情形; 按照新近的数据^[7], 中性铟原子俘获一个电子是个缓慢的辐射过程, 而负电荷的铟离子俘获一个空穴要快六个数量级。

这个课题的详细文章不久将发表; 有关 InSb,

InAs, Ge 中 Zn 以及 Si 中 In 的实验正在进行中。

参考文献

- [1] N. G. Basov, O. N. Krokhin and Yu. M. Popov, Soviet Physics Uspekhi, **3**, 702 (1961).
- [2] W. Shockley, B. S. T. J., **23**, 435 (1949).
- [3] P. T. Landsberg, Proc. Phys. Soc., B **69**, 661 (1956). C. H. Champness, Proc. Phys. Soc., B **69**, 1335 (1957). W. Shockley and J. T. Last, Phys. Rev., **107**, 392 (1957).
- [4] R. N. Hall, Phys. Rev. **83**, 228 (1951) 和 **87**, 387 (1952). W. Shockley and W. J. Read, Phys. Rev., **87**, 835 (1952). P. T. Landsberg, Proc. Phys. Soc., B **70**, 282 (1957). M. Bernard, J. of Electronics and Contr., **4**, 15 (1958). O. T. Sah and W. Shockley, Phys. Rev., **109**, 1103 (1958).
- [5] M. Bernard, Défauts dans les Semiconducteurs, Cours du 2e cycle de physique des solides, Faculte des Sciences d'Orsay.
- [6] H. E. D. Scovil and E. O. Schulz-Dubois, Phys. Rev. Letters, **2**, 262 (1959).
- [7] Y. E. Pokrovsky and K. J. Svistunova, International Conference on Photoconductivity, Ithaca, USA., Août 1961.

(陆 栋译 谢希德校)

2. 帶間躍遷和受激發射作用^①

W. P. Dumke

从最初的紅寶石受激發射器工作以來，對在矽鎢和矽這樣的半導體中觀察受激發射作用的可能性已經有相當多的臆測。這些半導體以及許多 III-V 族^②和 II-VI 族金屬間化合物都有一些值得注意的特點。第一，可能製成比較純、均勻、有相當好的光學性質的單晶。其次，在半導體中可以用注入或雪崩技術而不用光泵來激發電子。最後，它們的能帶結構和光學性質已經了解得很清楚，以致有可能從理論上判定某些躍遷是否能起受激發射器的作用。

同這些優點相對的有一些在通常的受激發射器材料中一般都不出現的特性。第一，因為可能把載流子激發到連續的能級密度上，自由載流子可能吸收所發射的光。事實上，對光子說，自由載流子吸收是一種相當重要的耗散機理，掩蓋了不完全反射的端面上的損失。其次，通過局部化的複合中心，無輻射複合幾乎永遠決定着電子-空穴對的壽命^[1]。這樣的結果是，為了建立一定的非平衡載流子的分布，比起無輻射過程不重要的情況，需要更大的泵速率。然而，相當大量的非平衡粒子，有可能使通過局部化能級的複合速率達到飽和，所以，使多餘的載流子有較長的壽命。而且，從一個物質到另一個物質，甚至同一材料的不同樣品或同一樣品在不同的溫度，半導體壽命的改變可達幾個數量級。可能找到一種半導體，特別是大能隙的材料，其中無輻射複合不是那樣難越的障礙。不論是何種情況，在下面的討論中我們將試圖確立在某種理想的載流子分布下，半導體中是否能出現受激發射作用，而不圖決定這種載流子分布能否得到。

在某一個電磁模式的光子場中，發射光子的數量超過吸收光子的數量時，就出現受激發射作用。光子顆粒數增多，直到它被產生受激電子態的有限速率所限為止。Combrisson, Honig 和 Townes^[2]對發出羅倫茲綫型的一對能級的情況，求得受激發射作用的條件。在這篇報告中，我們將討論存在連續吸收譜的帶間躍遷的情況。我們將把受激發射作用的判據表示成容許直接利用光吸收數據的形式，而不用極難求得的躍遷矩陣元來表示這個判據。

考慮一個電磁模式，它沿着垂直於受激發射器結構反射端面方向傳播。這個模式的光子數 N 的時間變化率決定於三項的和：

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_s + \left(\frac{dN}{dt}\right)_{FC} + \left(\frac{dN}{dt}\right)_I \quad (1)$$

頭兩項 $\left(\frac{dN}{dt}\right)_s$ 和 $\left(\frac{dN}{dt}\right)_{FC}$ 分別相當於因端面上反射損失和體內吸收而減少的光子數。 $\left(\frac{dN}{dt}\right)_I$ 是帶間躍遷的變化率並且是正的，相當於真正粒子數反轉情況中光子發射。為了出現受激發射作用，正的 $\left(\frac{dN}{dt}\right)_I$ 必須超過 $\left(\frac{dN}{dt}\right)_s$ 和 $\left(\frac{dN}{dt}\right)_{FC}$ 所代表的光子損失。我們能十分容易地把端面光子的損失率寫成：

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_s \cong \frac{\delta N}{\delta t} = (1-R)N/(\ln_0/c) = \frac{(1-R)Nc}{n_0 l} \quad (2)$$

其中， R 是端面的反射率，而 l 是兩端面的間距， n_0 是折射率， c 是光速。

為了便於直接利用適當的吸收數據，把 $\frac{dN}{dt}$ 和廣義的吸收常數 K 聯繫起來， K 又是類似於 $\frac{dN}{dt}$ 中的幾項的和。應用

$$K = -\frac{n_0}{c} \frac{1}{N} \frac{dN}{dt}$$

得

$$K = \frac{1-R}{l} + K_{FC} + K_I \quad (3)$$

$(1-R)/l$ 代表在端面上因反射損失而引起的每單位長度的平均損失，並且可以更精確地用 $-\ln R/l$ 來代替；然而，由於 R 一般接近於一，來自我們這表示式的誤差是小的。 K_{FC} 是經驗的自由載流子的吸收常數，相當於所考慮的物質中空穴和電子的數目。在求 K_{FC} 時，一定要注意雜質散射、溫度、以及樣品中波長等正確的条件。 K_I 是帶間躍遷的吸收常數，

① "Interband Transitions and Maser Action", Phys. Rev. **127**, 1559, (1962)

② 原文是 III-IV 族，恐系印刷錯誤——譯者注

而在存在粒子数反轉时是負数。所以 $-K_I$ 是光子的放大常数。如果 $-K_I$ 超过 $K_S + K_{FC}$, 則光子数随時間增多或者随着模式所行进的距离而增多。因而就将看到受激发射。在下一节, 我們將說明在已知正常的帶間吸收时, 如何求得反轉分布情况的 K_I 。

由粒子数反轉而来的輻射

可能用几种方式得到粒子数反轉。最直截了当的反轉是以某些能量激发态(即导带)上的填充充分数超过較低能态(价带)上的分数而得到的, 这是直接跃迁(无声子跃迁)所能得到的唯一的反轉模型。

在直接輻射复合不允許时, 象鍺或硅中那样, 复合就必须通过間接跃迁进行, 粒子数反轉是电子和声子粒子数联合的結果。在复合涉及声子发射的情况, 激发态是导带(或激子)电子, 它們的基态是价带的一个电子加波矢差不多等于导带极小波矢的一个声子。在低温, 晶格中实际上不存在这种类型的声子。因此, 虽只出現少数激发的电子和空穴, 也将組成粒子反轉。

既然我們的目标在于闡明如何应用吸收数据来预料感应发射的几率, 我們愿簡要說明帶間光跃迁的理論。对于直接跃迁, 只要考虑电磁相互作用哈密頓量 $H' = \frac{e}{mc} \mathbf{A} \cdot \mathbf{P}$, 其中 $\mathbf{A}$ 是电磁模式的矢势, 而 $\mathbf{P}$ 是电子的动量算符。 $\mathbf{P}$ 的矩陣元联系着不同宇称的能带中同一动量的状态。 $\mathbf{A}$ 的矩陣元联系着电磁場的初态和多一个光子或少一个光子的末态。在一个电子被激发到导带时, 光子被吸收的几率是正比于初态的光子数 N , 而在电子复合时, 发射光子的几率正比于 $N+1$ 。我們將发射几率中正比于 N 的那部分称作感应发射几率, 而正比于 1 的部分称为自发发射几率。感应的光子发射或吸收的跃迁几率是相等的。

直接跃迁

本征的帶与帶間的吸收譜是用实质上有完全充满的价带和完全空的导带的材料测量的。对于直接跃迁^[3], 帶間吸收常数 K_I 具有这样的光子能量关系, 在能带边缘附近 $K_I = A(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$ 。假定电子粒子数反轉, 以致导带充滿而价带是空的, 我們將有光子发射而不是吸收。傳播中的光子数将指数式地增多, 其空間变化率是 $-K_I = A(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$, 由于有光子存在将感应发射其它光子。如果价带和导带

质量分别为 m_c 和 m_v , 并設导带中被充滿的状态能量达 $\left[\frac{m_c^{-1}}{m_c^{-1} + m_v^{-1}} \right] \Delta E$, 而价带中空着的态(充滿着空穴)能量达 $\left[\frac{m_v^{-1}}{m_c^{-1} + m_v^{-1}} \right] \Delta E$, 就将发现光子的放大(吸收)常数应该是

$$\left. \begin{aligned} -K_I &= A(\hbar\omega - E_g)^{1/2} \\ &\text{在 } E_g < \hbar\omega < E_g + \Delta E \text{ 时} \\ \text{和} \\ K_I &= A(\hbar\omega - E_g)^{1/2} \\ &\text{在 } \hbar\omega > E_g + \Delta E \text{ 时} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

实际上, 往往难于获得有足够的光通过, 除非是极薄的样品, 在吸收边发生直接跃迁的情况。因此, 不总是可能从实验上决定 A 。然而, 如果已知載流子质量, 特别是 m_c , 那就可能相当准确地估計 A 。

間接跃迁

当导带和价带极值不在布里淵区中的同一点时, 光跃迁必伴随着声子的发射或吸收, 以使动量守恒。同直接跃迁比較, 这种間接跃迁产生相当弱的吸收。吸收譜的能量关系也不同, 因为末态电子的动量不象在直接跃迁那样决定于初态。

間接吸收常数可以写成几項和的形式^[3]

$$K_I = B_i [N_i (\hbar\omega + k\theta_i - E_g)^2 + (N_i + 1) (\hbar\omega - k\theta_i - E_g)^2] \quad (5)$$

其中, N_i 是第 i 个振動支的模式中能量为 $k\theta_i$ 的声子的平均数。(严格說, 对于声子发射 B_i 的值应该不同, 在这两种情况中, 二級的跃迁几率里的分母略有不同。)在低温, 只能出現声子发射的过程而且吸收閾发生在 $\hbar\omega = E_g + k\theta_i$ 。同样, 在低温的間接发射譜中, 只看到发射声子的过程。出現这些过程的閾在 $\hbar\omega = E_g - k\theta_i$ 处。低温下光子发射和吸收过程并不是互逆的, 因为两者都包含声子发射且具有不同的閾。这引出最重要的結論: 在低温发射出来的光子不会在帶間跃迁中重新被吸收。这是对由晶格振動所提供的粒子数反轉的另一种看法。

在低温 ($N_i \approx 0$), 由晶格振动的第 i 支引起的間接吸收 $K = B_i \xi^2$, 其中 $\xi = \hbar\omega - k\theta_i - E_g$ 。在价带和导带中能量都达到 ξ 的全部态对吸收有贡献。假定我們討論这样的电子分布, 价带的态到能量 ΔE 是空的, 而导带的态被充滿到同一能量 ΔE , 这样, 我們得到的光子放大常数是

$$\left. \begin{aligned} -K_I &= B_i \xi^2 && \text{在 } 0 \leq \xi \leq \Delta E \text{ 时} \\ -K_I &= F(\xi) && \text{在 } \Delta E \leq \xi \leq 2\Delta E \text{ 时} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

其中 $F(\xi)$ 是 ξ 的單調下降的函数, 它在 $\xi = \Delta E$ 时

为 $B_1 \Delta E$ 和 $\xi = 2\Delta E$ 时为 0 的数值之間变化。光子数的最大增加率出现在 $\xi = \Delta E$ 。

間接激子跃迁

为了便利,把激子的产生和湮灭想象为帶間跃迁。激子中的电子和空穴必須以相同的速度运动,此外,假定它們之間的相互間距比原胞的綫度大,电子和空穴的行为就象假定它們在各自的帶中运动一样。电子和空穴的运动需要两个质量来描写。粒子的相互运动就是具有它們的折合有效质量的粒子运动,但描写它們质心运动的质量是电子和空穴的有效质量之和。激子的平移质量是涉及激子能帶中状态密度的一个因素。

假定包含激子的物质具有間接的帶邊緣,这样,对于激子的湮灭和产生,仍然需要吸收或发射光子。这些跃迁的閾低于間接跃迁的閾,其差正好是激子的結合能,并且由于电子和空穴一定有相同的速度,在低温下,吸收常数是这样的形式^[4]

$$K_I = C_i (\hbar\omega + E_B - k\theta_i - E_g)^{1/2}$$

其中 E_B 是激子的結合能。

如果激子能帶的每个状态剛好是一个激子,我們將得到类似的光子放大常数,

$$-K_I = C_i (\hbar\omega + E_B + k\theta_i - E_g)^{1/2}$$

如果以 $f_{ex} = ae^{-E_{ex}/kT}$ 代替激子的分布函数,其中 E_{ex} 是激子能帶中的平移能量,則 $-K_I$ 是

$$-K_I = aC_i (\hbar\omega + E_B + k\theta_i - E_g)^{1/2} \exp \left(-\frac{\hbar\omega + E_B + k\theta_i - E_g}{kT} \right) \quad (7)$$

在 $\hbar\omega + E_B + k\theta_i - E_g = kT/2$ 处具有最大值 $-K_I = 0.43aC_i (kT)^{1/2}$ 。

可能任何帶中的状态不止一个激子,因為它們遵从玻色統計;然而,激子的最大密度受各个激子占有的有限的体积限制。

自由載流子吸收

虽然,在靠近能隙的能量,一般不认为它是吸收輻射的一种很强的机理,自由載流子吸收或許是所考虑的材料中最重要光子耗散机理。有时,我們靠改善反射率或运用較长的样品,能够减低受激发射器几何形界面損失的影响;而我們不能改变自由載流子的吸收又不影响材料的光子发射的特性。此外,受激发射作用需要很长的(約 10cm)光子平均自由路程。

自由載流子吸收包含間接跃迁載流子到达同一

帶中离帶底差不多是光子的能量的状态。对于直接和間接能隙的材料它几乎是同样的大小。一般需要有声子散射,使跃迁中总动量能够守恒。在提供必要的动量方面,杂质相对地沒有影响,因为杂质势能对对应于大动量变化的富里哀分量振幅很小。然而,对于很高掺杂的情况,曾观察到杂质散射能增强自由載流子的吸收。

因为晶格振动处于激发的較少,自由載流子吸收随温度下降而减小。但由于涉及波数比較大的模式,在低温下(低于 100°K)自由載流子吸收就出現微弱的温度关系。

只要光子的能量超过激子的結合能,預計激子具有自由載流子吸收的截面,即电子和空穴的截面之和。这点受到这种观察的支持,即不管电子是在施主态还是在电离态,它們的截面是相同的^[6]。

自由載流子的吸收常数简单地决定于

$$K_{FC} = n\sigma_n + p\sigma_p$$

其中, σ_n 和 σ_p 是自由电子和空穴在一定温度及晶体純度下,对适当波长光子的吸收截面,而 n 和 p 是每单位体积自由(或准自由)电子和空穴的总数;包括激子和浅杂质状态中的載流子。

应用于鍺和砷化鍺

現在我們把上述方法应用于吸收譜以及电子态密度有詳細資料的几种情况。我們將假定的理想的載流子分布并不是能够得到的,但它們引入的任何誤差偏向于达到受激发射作用的情况。

受激发射作用的判据(負的总吸收常数)可能作某种程度的簡化,如果我們在量 K_I 和 K_{FC} 是較大的假定下略去 K_S 。的确, K_S 可以做到很小,对于 R 为 0.99 的 2 厘米的棒,計算得 $K_S = 0.005$ 厘米⁻¹。

可供利用的自由載流子吸收的数据,其掺杂量都比我們实际上感兴趣的高;然而,我們相信来自文献可供用的截面大概粗略地准到 25%。

鍺中的間接跃迁

在这个情况,我們假定价帶和导帶充滿(反轉)到能量 ΔE 。既然, $-K_I \propto (\Delta E)^2 \propto (n \text{ 或 } p)^{4/3}$, 而 $K_{FC} \propto n \text{ 或 } p$, 則观察受激发射作用的最好的机会将发生于載流子濃度大的情况。对鍺中最强的間接吸收^[6], 涉及 320°K 的声子, $B_{320} \sim 2400$ 厘米⁻¹ 电子伏⁻²。如果設 $\Delta E = 0.1$ 电子伏, 相当于 $n = 1.9 \times 10^{18}$ 厘米⁻³ 和 $p = 1.0 \times 10^{18}$ 厘米⁻³, 我們得到 $-K_I$

$=0.24$ 厘米 $^{-1}$ 。在吸收边附近, 鍺中自由載流子吸收的截面 $\sigma_n = 0.3 \times 10^{-17}$ 厘米 2 和 $\sigma_p = 0.15 \times 10^{-17}$ 厘米 2 [17,8]。在以上的載流子濃度時, $K_{FC} = \sim 7$ 厘米 $^{-1}$, 這是比能獲得受激發射作用的值大三十倍。

硅是一個更不可能的候補者, 因為其自由載流子吸收的截面比鍺的大一個數量級。

鍺中間接的激子复合

鍺中對應於一個導帶谷 [9] 的激子有效質量是

$$m_{ex} = m_e + m_c \approx 0.33m + (0.08, 0.08, 1.58)m$$

$$\approx (0.4, 0.4, 1.9)m$$

這里對空穴假設一個各向同性的有效質量 $0.33m$ 。利用這個有效質量, 激子能帶的狀態密度是導帶狀態密度的 5.5 倍。

現在, 考慮在 4.2°K 每立方厘米有 10^{16} 個激子。在這樣的濃度, 激子分布差不多是

$$f_{ex} = 0.105 e^{-E_{ex}/kT}$$

如果我們認為躍遷涉及 320°K 聲子, 這時 [6] $C_i = 11$ 厘米 $^{-1}$ ·電子伏 $^{-1/2}$, 放大係數 $-K_I$ 的最大值是 $-K_I = 0.43 \times 0.105 C (kT)^{1/2} = 0.0094$ 厘米 $^{-1}$ 。激子含有 10^{16} 厘米 $^{-3}$ 個電子和 10^{16} 厘米 $^{-3}$ 個空穴, 其自由載流子吸收是 $K_{FC} = 10^{16}(\sigma_n + \sigma_p) = 0.45$ 厘米 $^{-1}$ 。

因此, 我們知道在這種情況, 自由載流子吸收將妨礙受激發射作用。

校樣時附記 G. Lasher (私人通信) 已經從鍺中激子的輻射壽命以及自由載流子吸收數據, 獨立地論斷鍺的激子受激光發射器不是可行的。

在溫度降至低於 1°K 時, 却有可能觀察到受激發射作用, 因為在這麼低的溫度, 激子將集中在較小的能量範圍內; 況且, 有某些實驗證據 [6], 激子態具有 10^{-4} 電子伏的幾倍之寬, 寬度大体上同溫度無關。

直接的輻射复合

例如考慮有 10^{16} 厘米 $^{-3}$ 個電子和 10^{16} 厘米 $^{-3}$ 個空穴的 GaAs, 簡并地處在能帶邊緣附近 (這種分布可以想象在某些時刻出現, 如果電子系和空穴系的热平衡化時間 (thermalization time) 比起复合時間是相當小)。導帶中從導帶邊緣到能量為 0.0023 電子伏的狀態都被充滿, 而重空穴從價帶邊緣起充至能量 0.0004 電子伏。這兩個帶在 k 空間充滿載流子的體積實質上是相同的, 因為差不多沒有什麼空穴能進入輕空穴帶。

在 $\hbar\omega = E_g + 0.0027$ 電子伏時, 由感应的直接躍遷引起的光子放大是最大值。對於 GaAs, 只計重空穴帶和導帶之間的躍遷, (4) 式中 A 的值可以估計 [10], 約等 6000 厘米 $^{-1}$ ·電子伏 $^{-1/2}$ 。因此, 光子放大常數將是

$$-K_I = A(\hbar\omega - E_g)^{1/2} = 300 \text{ 厘米}^{-1}$$

如果我們假定空穴的吸收截面等於已知的電子的截面 [11], 即約 0.5×10^{-17} 厘米 2 , 就能計算自由載流子的吸收常數。在 10^{16} 電子和空穴時, 得到 $K_{FC} = 0.1$ 厘米 $^{-1}$ 。這樣, 在我們所述的條件下, 顯然在 GaAs 應該出現受激發射作用。由於光子放大常數是這麼大, 有可能容許 GaAs 中空穴多幾個數量級, 以致空穴保持簡并分布所需的溫度不是這麼低。

現在還不明白利用象 GaAs 中的直接躍遷的器件, 能否獲得某些典型的受激發射作用。或許其短處就是缺少模選擇的可能性。就我們討論的情況, 光沿任何方向行進, 只要它進行約 10^{-2} 厘米, 就會強烈放大。結果所得的器件, 能顯出大約是各向同性的光的感應發射, 狹窄的光帶寬度粗略等於導帶中被充滿的能量。

然而可以論斷, 激發出來的許多電磁模式幾乎即刻移去激發能級上的電子, 事實上就是認為, 首先並不能建立起在許多模式都能產生如此強的受激發射作用的電子。最可能的是在第一個電磁模式被激發時, 任何電子數的進一步建立就被阻止了, 而這些模式是由受激發射器的幾何形狀設計選定的。所以有相當希望用一種直接能隙的半導體象 InSb、GaSb、GaAs 等做成受激發射器, 具有通常的模式選擇的性質以及或許有靠注入激發的附加的特點。

參考文獻

- [1] W. P. Dumke, Phys. Rev., **105**, 139 (1957).
- [2] J. Combrisson, A. Honig, and C. H. Townes, Compt. rend. **242**, 2451 (1956).
- [3] J. Bardeen, F. J. Blatt, and L. H. Hall, Proceedings of the Atlantic City Photoconductivity Conference, 1954 (John Wiley & Sons, Inc, New York, 1956).
- [4] R. J. Elliot, Phys. Rev., **108**, 1384 (1957).
- [5] W. Spitzer and H. Y. Fan, Phys. Rev., **108**, 268 (1957).
- [6] G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quar-rington, and V. Roberts, Phys. Rev., **108**, 1377 (1957).

(下轉第 10 頁)

3. 砷化镓 $p-n$ 结辐射的受激发射^①

M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., G. Lasher

荧光材料中,受激发射辐射^[1]的特有效应是在当激发增加时,发射线变狭。我们已观察到来自前向偏压砷化镓 $p-n$ 结的发射线的这种变狭现象。当注入电流增加,在 77°K 时,发射线变狭了 20 多倍,线宽度狭到小于 $kT/5$ 。我们相信:这种发射线的变狭是受激发射发生的直接证明。

用在这些实验里的砷化镓 $p-n$ 结是由锌扩散到掺镨的砷化镓中制得的。这些二极管被固定在一个镀金的科伐垫圈上,结面积腐蚀到接近于 1×10^{-4} 厘米²,如图 1^[2]中的插图所示。我们没有企图去获得高谐振电磁模式。二极管被浸在液氮中,在高电平时,用 50 毫微秒的电流脉冲来驱动。测量光输出用 Perkin Elmer 光栅分光计及 Dumont 6911 光电倍增管。

在低注入电平时,观察到 95% 以上的光,是在 1.473 电子伏特,半极大宽度为 0.026 电子伏特的线中发出。由光致发光实验,我们相信观察到的发射线,差不多完全是由导带和锌受主能级之间的跃迁产生。理论上已经表明,对于被受主陷阱的空穴,这种跃迁引起一个比较短的辐射寿命。

每个注入电子的量子效率大于 0.2,而且对于电流大于 10 安培/厘米²的情况,可能接近于 1。其他作者^{[2]~[4]}已经发表过相似的结果。然而,和以前发表过的测量结果不一样,我们在电流大于 10 安培/厘米²时观察到常数的量子效率。

当电流增加时,半宽度减小,起初很微弱,但当电流达到大约 10^4 到 10^5 安培/厘米²时,变狭是显著的,如图 1 中能看到的样。

由于 $p-n$ 结串联电阻的存在,在高电流密度时, $p-n$ 结的变热引起了禁带宽度的改变,因而在脉冲持续时间内的发射线也移动。这种移动使得在电流大于 10 安培时过高估计了发射线的半宽度。已经给出的,电流在 10 安培以上时的线宽度值,仅仅代表上限。在有一只二极管中,在所用的最高电流值时,发射线分成两条相隔约 6 埃,宽度为 2 埃的线。

$p-n$ 结中受激发射的价值,可以通过对在稳态情况下,必定存在于晶体中的光子数同在晶体和发射线以内的电磁模式数之比的简单计算来估计。如

果考虑了由晶体发出的光的强度同在晶体中光子密度之间的关系,计入了内反射效应,在电流密度为 10 安培/厘米²,量子效率为 0.5,线宽为 0.02 电子伏特时,能够得到每个电磁模式有 100 个光子。带有这样一种光子填充的情况,辐射发射将差不多完全是受激的。发射线的变狭以及几何方式的选择,将使得每个模式有较大的光子填充,但仅存于少量的模式中。

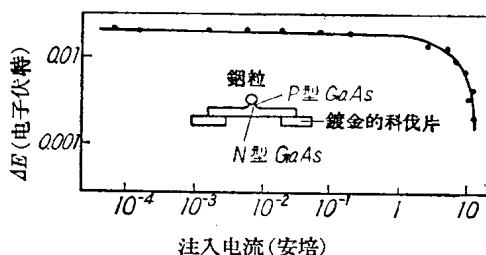


图 1 半极大强度时的线宽度同注入电流的关系图。二极管的面积是 1×10^{-4} 厘米²。插图画出了二极管的几何结构

在电流密度达到使线宽度快速地变狭(假定增强模式中的光子占有数快速地增加)时,量子效率相对来讲是常数这一事实,证明了量子效率接近于 100%。

受激发射的存在,可能对二极管的高频特性有影响。在给出高光子占有数的条件下,二极管的响应时间,应该比已发表过的结果^[2]小。

参考文献

- [1] A. L. Schawlow and C. H. Townes, Phys. Rev. **112**, 1940 (1958).
- [2] 相似的结构已经被应用,见: R. J. Keyes and T. M. Quist, Proc. IRE **50**, 1822 (1962).
- [3] J. I. Pankove and M. Massoulié, Bull. Am. Phys. Soc. **7**, 88 (1962). J. I. Pankove and J. E. Berkeyheiser, Proc. IRE **50**, 1976 (1962).
- [4] S. Mayburg, 邮寄稿件后收到的稿件,美国物理学会 Baltimore 会议 1962 年 3 月

(阮 刚译 谢希德校)

① "Stimulated Emission of Radiation from GaAs $p-n$ Junctions", Appl. Phys. Letters. **1**, 62 (1962)

4. 砷化镓结的相干光发射^①

R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson

已经观察到加正向偏压砷化镓 $p-n$ 结的相干红外辐射。这个现象的证据是基于发射光的辐射图样尖锐地定向，在阈值电流以上时光束强度突然地增加，以及在阈值电流以上时，光束的光谱分布显著的变狭。受激发射被认为是由在导带和价带中等波数状态之间的跃迁引起。

为了能够观察受激发射，必需满足若干条件^[1]：(a) 在作用区内，电子和空穴的填充必需足够大，使得它们的准费米能级分开的能量大于辐射的能量；(b) 其他过程所引起的吸收的损失比受激发射产生的增益要小；(c) 作用区必需包含在一个有谐振作用的腔内，谐振的波长落在受激发射可能产生的光谱范围内。

在我们的结构中，必需的填充反转由载流子的注入产生，载流子的注入从结的 n 型或 p 型末端区进入过渡区。条件 (b) 是最困难满足的，因为受激辐射在结平面中传播，作用区在厚度方面仅仅是波长的一个分数，而且有一个波前它侧向地伸展到包围结面的非作用的 n 和 p 型区内许多波长。由于带间辐射复合与在砷化镓中自由载流子吸收相比，前者有大的矩阵元，而且由于辐射的能量低于结两旁的简并材料的吸收阈值，这些都有利于受激发射作用。

二极管能够近似地描述为边长 0.4 毫米的一个立方体，结在通过中心的水平平面内。电流由连在样品的底和顶部上的欧姆接触通过结。为了满足上述的条件 (c)，样品的正反面抛光成相互平行，且垂直于结面。电流用脉冲的形式，持续时间为 5 到 20 微秒，二极管浸在液氮中。

我们用红外象变换器来研究辐射的图样，这种红外象变换器提供一个能由眼睛直接看到或用照相检测的象。图 1 (图见第 83 页) 给出了这种图样的例子。起初的两个图表示电流低于和高于阈值时二极管产生的图样，这时象变换器离开二极管 6 厘米。图 1(c) 表示超过阈值时相同的二极管，屏离开 15 厘米，使得辐射图样相应地放大。在这些照象中水平的带是由结产生的光同在架二极管的金属盘的象

所产生的光的干涉所引起，而它们的存在并不意味着源的相干性。另一方面，仅仅出现在图 1(b) 和图 1(c) 中的垂直带，是由立方体前面沿着结边缘不同点发射的波之间的干涉所引起，它们的出现是证明沿着结不同点发射的光之间存在着一定的相位关系，亦即这些光是相干的。干涉极大值之间的角分离和结的大小以及辐射的波长一致。但是，由这些以及其他相似结构的二极管产生的极大的相对强度，指出辐射不是由这种类型腔的基模式所产生的。

测量了 L-70 号二极管轴向光束在 8420 埃的光强和结电流的关系。在 5000 安培/厘米² 以下时，光强随电流密度线性变化。接近 8500 安培/厘米² 时强度随电流增加得十分快，达到的一个值大约是在 20000 安培/厘米² 时低电流强度外推值的十倍。这样的一个电流阈值是受激发射开始的特性，而

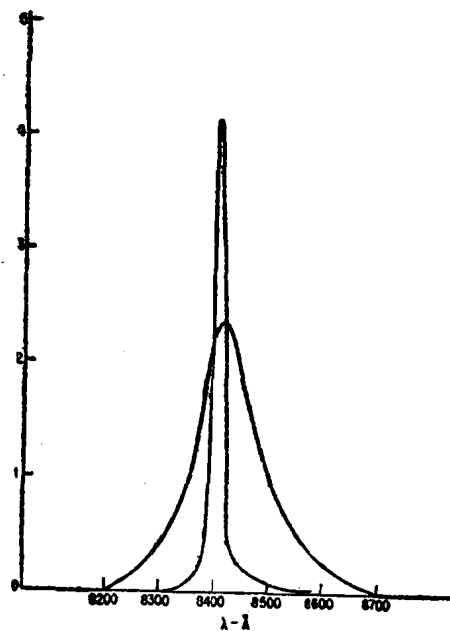


图 2 L-69 号低于和高于阈值时的光谱分布，不同的垂直标度

① "Coherent Light Emission from GaAs Junctions," Phys. Rev. Letters, 9, 366 (1962)

图1的方位角的干涉极大使它们在这个阈值时出现是很有意义的。

图2表出用固定在光束轴上的分光计在几个电流密度值所测量的光谱分布。在阈值以下,半极大时的光谱宽度是125埃,同 Keyes and Quist^[2]测量的结果一致。当电流增加通过阈值,光谱宽度突然减小到15埃,这个行为又是受激发射开始的特征。假如这个15埃宽度是由于单一谐振模式引起,那么发射依赖于模式的寿命均匀地加宽,那时振荡持续存在的周期仅为 1.6×10^{-12} 秒,或者说是一个足以使辐射通过小于晶体长度的距离0.1毫米的时间。然而,加宽也可能是由于当脉冲存在时,振荡在几个不能分辨的模式中发生,或者当一个脉冲存在时,谐振模式的波长变化。装置的分辨率是大约3埃。

当电流进一步增加超过阈值时,在较长波长出现附加模式,见图3。附加模式在较低的能量出现的事实,说明在较长波长时主要的损耗过程变得更加有效,自由载流子吸收的情况正是如此。这些附加模式的分离大约由假定每个模式对应于在平行平面之间的一个附加半波长所计算值的三倍。在这个二极管中平行平面的间距为0.32毫米。

已经作成的其他结,呈现出相当不同的特性。这些结产生的辐射图样,在方位角的平面内是几乎均匀的,但在垂直平面上只有十分之几度宽,如图1(d)所示。这个图样说明在垂直方向,遍及100微米的距离内有相干性,但在水平方向实际上没有空间相干。

虽然在许多系统中已经观察到受激发射,然而这是第一次在固态器件中实现将电能直接转换成相

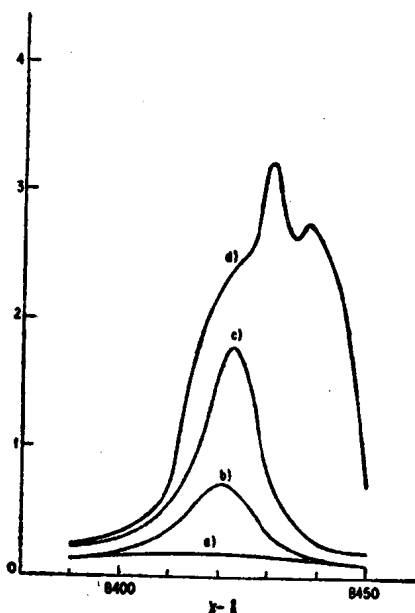


图3 L-70号二极管在不同电流时的光谱分布,对于所有的相同的垂直标度,任意单位

(a) 6000 安培/厘米² (b) 8600 安培/厘米²
(c) 10400 安培/厘米² (d) 20000 安培/厘米²

干红外辐射。这也是用涉及带间的而不是局部化原子能级之间的跃迁来实现受激发射的第一个例子。

参考文献

- [1] G. A. Bernard and G. Duraffourg, 本辑第一篇
- [2] R. J. Keyes and T. M. Quist, Proc. IRE 50, 1822 (1962).

(阮 刚译 谢希德校)

(上接第7页)

- [7] J. Pankove(私人通信)。包含 n 型锗在4°K的吸收数据。
- [8] R. Newman and W. W. Tyler, Phys. Rev., 105, 885 (1957); 给了 p 型锗在77°K对0.7电子伏光子的截面。

- [9] G. Dresselhaus, A. F. Kip, and C. Kittel, Phys. Rev., 98, 368 (1955).
- [10] W. P. Dumke(未发表)。
- [11] W. G. Spitzer and J. M. Whelan, Phys. Rev., 114, 59 (1959).

(陆 栋译 谢希德校)

5. 砷化镓半导体受激发射器^①

T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag

B. Lax, A. L. McWhorter, H. J. Zeigler

几个作者^{[1]~[3]}已经对在半导体中实现受激发射运用的可能性作了理论考虑。近来发展起来的砷化镓扩散二极管,似乎可能实现作为受激发射器的所有的必要条件,这种二极管以极高的效率把电能转换成狭线红外辐射^[4]。事实上, Hall 和他的同事们^[5]刚发表了在 77°K, 用脉冲工作的条件下, 获得了来自这种二极管的相干辐射^[6]。我们在 77°K 时, 也已经独立地获得了来自砷化镓二极管的相干辐射, 并且在 4.2°K 时得到性能大为改善的操作。

我们的结果是用具有台面结构的二极管得到的, 结面积为 1.4×0.6 毫米², 两个短边端面光学抛光, 而且彼此差不多平行。施加到二极管上的电流脉冲高达 190 安培。在 77°K, 在电流达到约为 90 安培(密度约为 10^4 安培/厘米²)的阈值之前, 以通常方式发出辐射。超过这个值, 由二极管端辐射出的光的强度, 急剧地增加, 如图 1 所示。在 4.2°K 时, 见图 1, 阈值电流降低了 15 倍, 差不多为 6 安培(或大约 700 安培/厘米²), 超过阈值很多时, 光输出又随着电流线性地增加。77°K 时, 超过或低于阈值

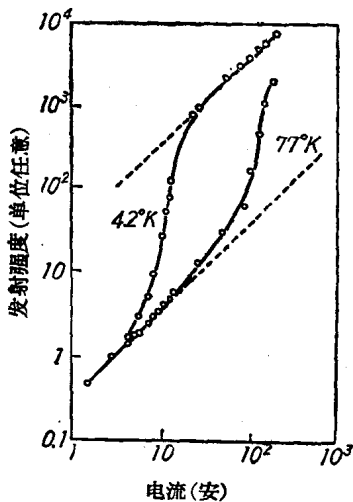


图 1 砷化镓二极管抛光表面的光发射同注入电流的关系, 在 77°K (a) 和 4.2°K (b)

电流的红外发射光谱, 如图 2a 所示。画曲线时, 取峰值有基本上相同的平均输出, 在连续条件下取得非相干方式光谱响应, 用重复速率为 13 周/秒的 5 微秒的脉冲取得相干方式的光谱响应。在 77°K 时, 光谱图上出现分离约为 10 埃的多重峰。在图 2a 上能够看到, 谱线从大约 175 埃变狭到 30 埃。在 4.2°K 时, 如图 2b 所示, 发射线变狭得更厉害, 从大约 100 埃到小于 5 埃。这些强烈的变狭鲜明地启示了受激发射或相干作用的存在。在较高的功率电平

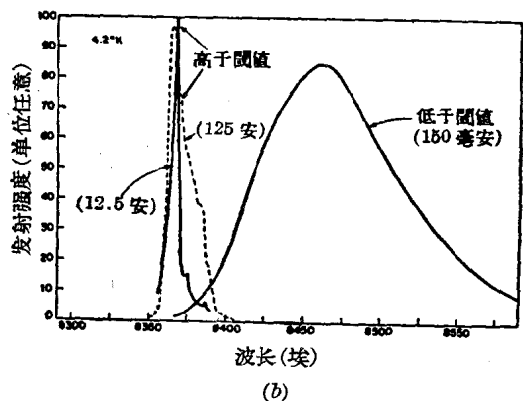
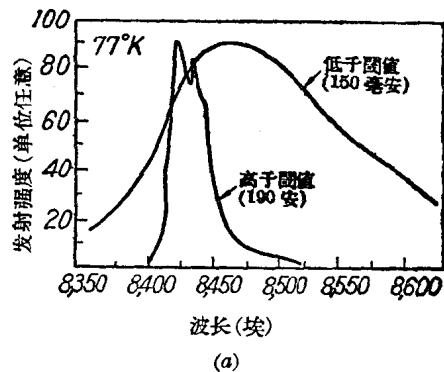


图 2 低于以及超过阈值的发射辐射光谱
(a) 77°K (b) 4.2°K 光栅分光计的分辨率是 4 埃
各曲线辐射强度的标度不同

(下转第 21 页)

① "Semiconductor Maser of GaAs". Appl. Phys. Letters, 1, 91 (1962)

6. 注入受激光发射器的閾值关系和衍射損耗^①

G. J. Lasher

引 言

本文对由 M. I. Nathan 等^{[1]~[3]}取得砷化镓二极管受激发射的新成就提供某些有关的閾值关系。这些器件同以前曾有过的受激发射器不同,它们乃是由流经 $p-n$ 结的电流所激发的,这就引起了在接近结的一薄层内的光发射,我们用諧振结构的綫度及注入光源的可测物理特性給出为得到相干光发射所必需的最小电流公式。本文涉及衍射損耗的一种新计算方法,此損耗适用于光发射层为光吸收材料所包围的情形。

图1是我们所討論的结构示意图。这是一个矩形的半导体晶体,空穴和电子注入到相反的两面。在晶体中有一厚度为 d 的作用层,当电流通过此器件时該层发光。彼此隔开距离 l 的頂和底两表面都有宽度为 w 的反射条。为了分析的目的,假定宽度 l 大得足以使我们可略去在此方向上的衍射損耗。

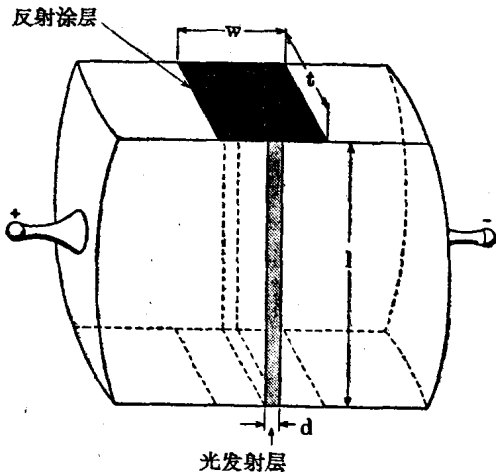


图1 注入受激光发射器的略图

当此器件为流经它的电流所激发时,由于受激发射,在激活区对光波每单位长度就有一增益。此增益将正比于自发发射率。同时,由于晶体的再吸收或散射以及由于透过反射条的传播和向晶体四面的衍射致使光波有損耗。当增益足以弥补所有这些損失时,器件将处在閾值。

受激发射的增益

因为单一电磁模式中的受激发射几率等于此模式中的自发发射几率乘以该模式中量子的数目,所以每单位长度上的增益正比于自发发射率。当我们应用通常的单位体积单位频率間隔的模式数的公式时,我们就发现每单位长度的增益 g 由

$$g = \frac{\lambda^2}{8\pi n^2} R \quad (1)$$

所給出^[4], 式中 R 为每单位時間内单位体积单位频率間隔内的自发发射量子的数目(假定对于一切傳播方向以及两种偏振都是相等的), λ 为輻射的真空波长, n 为材料的折射率。

自发輻射率 R 可表为

$$R = \frac{j\eta}{ed\Delta\nu} \quad (2)$$

式中 j 为器件中的电流密度, η 为量子效率(每个注入載流子平均輻射量子的数目), e 为电子电荷, d 为作用区厚度,而 $\Delta\nu$ 则为自发发射輻射綫寬,其严格定义包含在

$$g_{\max}\Delta\nu = \int g(\nu)d\nu = 1 \quad (3)$$

中,其中 $g(\nu)$ 为归一化的綫形函数,而 $g_{\max}$ 則为其最大值。

系統的損耗

若令式(1)的增益等于輻射波的所有損耗的总和,就得到閾值条件。此損耗之一就是材料对光的吸收或散射。如果光跃迁的較低态已被填充,則此損耗就要导致因发射过程反轉所致的吸收。当然,其它杂质、晶体缺陷以及自由載流子都能給出附加的吸收或散射。

除这些体吸收外,还有每一单位长度的有效吸收,这是由不完整的諧振结构所致的。通过反射涂层的有限透射等价于一吸收 $\alpha_T = T/l$, 其中 T 为涂层的透射率,而 l 則同上面一样,为反射面間的距离。

① "Threshold Relation and Diffraction Loss for Injection Lasers", IBM Journal 7, 58 (1963).

因为衍射,使所有的自一个条上反射的光都不入射到另一条上,对最有利的模式,由于这个效应所致的损耗已为 Fox 和 Li 在作用层厚度 d 同反射面宽度 w 相等的假定下作了计算^[5]。对于参量 $l\lambda/nd^2$ 值小的情形,他们的结果是:

$$\alpha_{衍射} = \frac{0.35}{l} \left[\frac{l\lambda}{nd^2} \right]^{3/2} \quad (4)$$

现在最有效的注入光源是砷化镓二极管,它可能有一极小的光发射层厚度 d 。因此考虑如何才能减少此衍射损耗是有意义的。原则上可用的补救方法是利用同焦点的反射镜,如果必要的话,反射镜能同晶体分开。这种结构的模式已为 Boyd 和 Gordon^[6] 导得。他们表明中心模式的场强随横向距离大约按一宽为 $\sqrt{e\lambda/2\pi}$ 的高斯函数而变化,并且衍射损耗可以略去。为了得到不为周围材料的吸收所畸变的模式,此模式的宽度不应该比作用区的厚度 d 大很多,而这点可能要求长度 l 小得不现实。

对于薄作用发射层和宽反射条的情形,最低损耗模式横向范围很可能要由包围作用层的非发射材料的光吸收所决定。在附录中确定了这种情形的衍射损耗。如果非激活材料的消光系数和 $10\lambda/2\pi nd^2$ 同数量级,则所得的结果对吸收是不灵敏的。对此情形我们的结果是

$$\alpha_{衍射} = 0.42\lambda/nd^2 \quad (5)$$

图2给出 $\alpha_{衍射}$ 同在周围材料中的吸收系数 α_s 的函数关系。这个计算的适用性取决于在反射条的边缘处模式的振幅要小;如果 $w \gg d$ 并且吸收系数不太小,情形就是如此。附录的末段解释了怎样可以得到在反射条的边缘处波的振幅,并因此判断此衍射损耗理论是否适用于任何特殊情形。

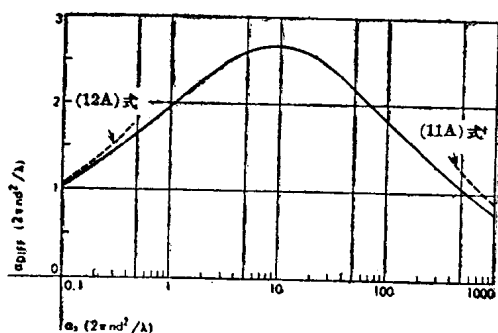


图2 由衍射所致的吸收系数对周围材料的吸收系数的关系

阈值关系

使由式(1)和(2)表示的受激发射所致的增益同

所有损耗的总和相等,我们就得到一个阈电流密度表示式

$$j = \frac{8\pi en^2 d \Delta\nu}{\eta \lambda^2} [\alpha_0 + T/l + \alpha_{衍射}] \quad (6)$$

在合适的单位制中,上式变成

$$j(\text{安/厘米}^2) = 6.3 \times 10^4 \frac{n^2 d E^2 \Delta E}{\eta} \left[\alpha_0 + \frac{T}{l} + \alpha_{衍射} \right] \quad (7)$$

其中 E 为辐射能量,以电子伏计; ΔE 为以电子伏计的自发发射线宽(即为以能量单位表示的式(3)中的 $\Delta\nu$), d 为光发射层的厚度, η 为量子效率, n 为折射率, α_0 为光发射层中的吸收系数, T 为透过反射层的光的百分数, l 为反射涂层间的距离,而 $\alpha_{衍射}$ 为由光衍射所致有效吸收系数。

对大的 d (即 $d^2 \gg l\lambda/n$) 及反射条宽度为 d 的情形,可用式(4);对反射条远比 d 宽及光在包围光发射层的材料中吸收的情形,可用附录中的理论; $\alpha_{衍射}$ 数值示于图2中,而在此情形式(5)给出 $\alpha_{衍射}$ 的上限。

对砷化镓注入受激光发射器的应用

现在阈电流表示式中有许多量的数值都是未知的,但为便于说明起见,我们可以假定某些数值。在正入射时未涂层的砷化镓晶体的反射比为30%。反射表面间距离一毫米就意味着 7 厘米^{-1} 的有效吸收系数。假定使式(5)有效的条件成立,现在我们求光发射层需多厚才能产生相等的由衍射所致的吸收系数。结果为 $d = 1.1 \times 10^{-3} \text{ 厘米}$ 。如发射层比此厚,反射损耗就比较重要,而反之,较薄的层使散射损耗成为主要。对于由不完全的载流子能级填充的反转或晶体不完整性所致的体吸收和散射几乎一无所知。如果我们假定衍射损耗等于反射损耗,则算得的阈值为 $j = 830 \text{ 安/厘米}^2$, 这里我们在(7)式中用了如下数值: $d = 1.1 \times 10^{-3} \text{ 厘米}$, $n = 4$, $E = 1.47 \text{ 电子伏}$, $\Delta E = 0.025$ 及 $\eta = 1$ 。此阈值差不多仅为文献[2]中所观察到的十分之一,这表明我们的假定还不是相差太远。

换种方式,也可以向求光发射层要多厚才会给出足够大的衍射损耗以说明文献[2]中报告的阈值。此值为

$$d \approx 0.6 \times 10^{-4} \text{ 厘米}$$

然而,在液氮温度下本器件中的其他损耗,特别是由不完全反转所致的吸收很可能是比较重要的。

附录

我们假定光-发射材料是一边界在 $x = \pm d/2$ 处

被消光系数为 α_s 的光吸收材料所包围的无限平板。假定折射率 n 的实部在两种材料中相等。我们企图确定在光发射材料中维持光波在此结构中均匀传播所必需的单位长度的最小增益值 g 。此波在光发射材料中将有一大的振幅，而在吸收材料中则有一指数式衰减的振幅。其传播矢量将处在板平面内，并且我们能认为其形式为

$$\Phi(x, z, t) = \phi(x) \exp[i(kz - \omega t)] \quad (1A)$$

式中 k 及 ω 都是实数。这个函数当 $|x| < d/2$ 时必须满足波动方程

$$\left[\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + \frac{n}{c} g \frac{\partial}{\partial t} \right] \Phi = 0 \quad (2A)$$

而当 $|x| > d/2$ 时，也满足同样的方程，但应将 g 用 $-\alpha_s$ 代替。因此 $\phi(x)$ 满足

$$\left[k^2 - \frac{n^2 \omega^2}{c^2} - \frac{i n \omega g}{c} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] \phi(x) = 0 \quad (3A)$$

此方程的解(对 x 为偶函数且在大 x 值处等于零)为

$$\phi(x) = \begin{cases} \cos ax, & \text{对 } |x| < d/2 \\ \phi_0 e^{-b|x|}, & \text{对 } |x| > d/2 \end{cases} \quad (4A)$$

式中 a 和 b 都是复数。将 $\phi(x)$ 代入方程(3A)我们得到

$$\left. \begin{aligned} k^2 - \frac{n^2 \omega^2}{c^2} - \frac{i n \omega g}{c} + a^2 &= 0 \\ k^2 - \frac{n^2 \omega^2}{c^2} + \frac{i n \omega \alpha_s}{c} - b^2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5A)$$

$\phi(x)$ 的对数导数要在 $x = \pm d/2$ 处连续的条件是

$$a \tan(ad/2) = b \quad (6A)$$

(5A) 的二式之差给出

$$a^2 + b^2 = \frac{i n \omega}{c} (g + \alpha_s) \quad (7A)$$

从以上二式中消去 b 得

$$a^2 = \frac{i n \omega}{c} (g + \alpha_s) \cos^2(ad/2) \quad (8A)$$

此式的复位相只和 ad 有关，而我们就用这个事实去推导 ad 的实部同虚部之间的关系①：

$$\frac{u-v}{u+v} = \tan u \tan hv \quad (9A)$$

式中 $u = 1/2 d \operatorname{Re} a$;

$$v = 1/2 d \operatorname{Im} a.$$

u 在区间 $0 < u < \pi/2$ 中的 (9A) 的解对应于波动方程 (3A) 的无节点的解，因此给出最少损耗的解。满足 (9A) 的一对数字 (u, v) 容易用逐次近似法得到，并且由下式我们从每对数字得到相应的 g 及 α_s 的值：

$$g = 8uv g_0$$

$$g_0 + \alpha_s = 2 \left[\frac{u+v}{\cos u \cosh v} \right]^2 g_0 \quad (10A)$$

其中

$$g_0 = \frac{c}{n \omega d^2} = \frac{\lambda}{2 \pi n d^2}$$

增益 g 就是正文中讨论的由衍射所致有效吸收系数 $\alpha_{衍射}$ 。已弄清楚其随 α_s 缓慢地变化，因此我们在图 2 中将 g/g_0 对 α_s/g_0 用对数标度作图，以表出我们的结果。 g/g_0 的最大值是 2.66，而且根据此值，我们得到正文中的 (5) 式。对于大 α_s 及小 α_s ，增益都必须变成零，因为当 $\alpha_s \rightarrow \infty$ 时，在吸收材料中解的振幅变到零。对大 α_s 及小 α_s 的渐近表式为：

$$\text{当 } \alpha_s/g_0 \rightarrow \infty; \quad g/g_0 = 2\pi^2 \sqrt{\frac{2g_0}{\alpha_s}} \quad (11A)$$

$$\text{当 } \alpha_s/g_0 \rightarrow 0; \quad g/g_0 \rightarrow 2\sqrt{\frac{3\alpha_s}{2g_0}} \quad (12A)$$

最后，我们讨论上面的衍射损耗理论有效的条件。一个条件是当 (5A) 中的 k^2 为负时在波导中发生的低频截止。由 (5A) 中第一式，我们得到这要求

$$\frac{n^2 \omega^2}{c^2} - \operatorname{Re} a^2 > 0$$

变数 u 在区间 $(0, \pi/2)$ 中时， $\operatorname{Re} a^2$ 不能比 π^2/d^2 大，因而我们得到比较简单的充分但非必要的条件 $d > \lambda/2n$ 。在一实际的器件中，我们还必须要求在 x 方向波不被反射面的有限范围所限制，而这就要求反射面的宽度 d 远大于 $1/b$ 。

参考文献及附注

- [1] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr. and G. J. Lasher, 本輯第三篇。
- [2] G. Burns, R. A. Laff, S. E. Blum, F. H. Dill, Jr. and M. I. Nathan, 本輯第七篇。
- [3] R. A. Laff, W. P. Dumke, F. H. Dill, Jr. and G. Burns, 本輯第八篇。
- [4] 如果 N 为在给定的电磁模式中量子的数目，而 $\frac{dN}{dt}$ 为其由受激发射所致的时间变化率，则增益为 $g = \frac{n}{cN} \frac{dN}{dt}$ 。正文中单一模式中的受激发射几率的叙述意味着 $\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = R/nv$ ，其中 $nv = \frac{8\pi n^3}{\lambda^2 c}$ 为每单位频率间隔每单位体积内的电磁模式数。
- [5] A. G. Fox and T. Li, Bell System Tech. J. 40, 453 (1961).
- [6] G. D. Bord and J. P. Gordon, Bell System Tech. J. 40, 489 (1961)

(蒋平译，阮刚、谢希德校)

① 事实上我们将方程 (8A) 乘以 $-i$ ，取平方根并使结果所得的方程两边的虚部对实部的比值相等