

新型装置

无须冷却的注入式激光器即将实现连续运转

提要 科研人员进一步纯化砷化镓激光器所用材料及提高器件装备工艺,预期在最近一年内将获得室温连续运转。

今年(1966年),注入式激光器大概可以实现室温连续运转。

在这一过程中还有一个障碍:由于阈值电流(实现激射作用的最小电流)而在半导体中产生了热量。当电流值升高到能够实现激射作用的数值时将阻止产生激光,这是因为电流越强,二极管的温度也越高,而二极管的温度越高,它的效率也就越低。到最后,温度过高,二极管就会损坏。

解决这个发热问题最有效的办法是采用低温装置来冷却半导体,但这一方法实在太累赘,也太不经济。最近几年,美国无线电公司的研究人员除了进行其他的工作外,还进行了二极管激光器的研究,其中也包括砷化镓注入式激光器。关于降低振荡阈值的问题分三个方向研究:改进二极管、改进pn结和减小二极管的热阻。

预期采用更纯净和均匀的半导体材料可以提高功率和效率。用外延技术可改进pn结,这种方法可获得均匀的平整的结。已经证实,它可把阈值电流降低10~100倍。将半导体材料作得很薄,可以降低热阻。

预计与目标 至今已获得的结果证明,在1966年可实现室温下的连续工作。不久前,美国无线电公司声称,室温下(300°K)阈值电流已低达4安培。他们的目标是使电流达到0.5安左右。而在液氮温度时,阈值电流降到0.1~0.7安。

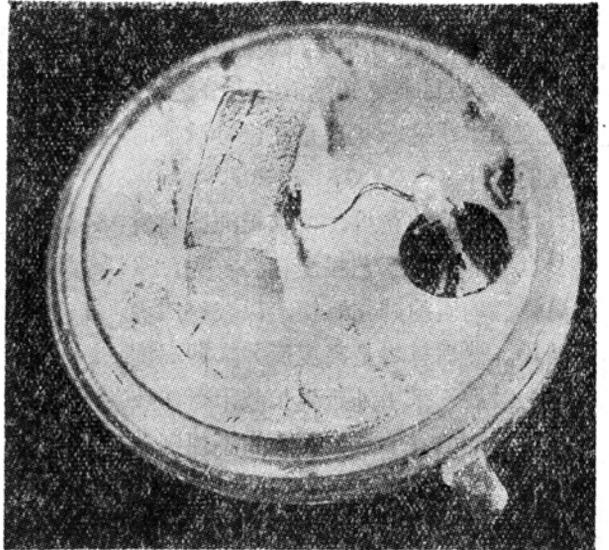


图1 室温下运转的砷化镓注入式激光器。在导线和钼块之间的黑斑为激光器。二极管焊在一个专门设计的晶体管座上。激光辐射方向垂直于座。

为什么在注入式激光器上集中了那么大的注意力呢？难道没有发热和阈值电流问题的气体激光器就不行吗？那为什么不考虑它呢？

当然，气体激光器有其一定的地位，但是，注入式激光器有许多独具的特点^[1,2,3]，在许多应用上具有无可比拟的优点。例如：价格比较低廉、机械强度很高、体积小、效率高、容易进行内调制(电源调制)，可以与晶体管脉冲电路和微电路制造技术相配合等。

降低阈值电流的优点一方面是减少发热，另一方面是不需要复杂昂贵的脉冲振荡器来泵浦。激光器阈值电流低于 10 安培时，可用廉价的功率晶体三极管脉冲振荡器来泵浦。

但是，为什么研究人员的注意力集中在砷化镓上呢？

这是因为，首先砷化镓激光器的辐射波长正好与目前应用最广泛的光电探测器的波长相匹配，在这个波长范围内，光电探测器有较大的效率。当这种激光器用于通讯系统、雷达或测距仪中时，这一特点就显得更为重要。此外，还因为砷化镓可应用于晶体管^[4]、变容二极管^[5]、太阳能电池^[6]和隧道二极管^[7]中，在很多重要的研究工作中它被采用得最早，已经积累了许多关于材料方面的资料，估计研究起来要容易一些。

延长脉冲宽度 当然不能说，该公司所进行的这一系列研究工作，都是为了达到连续运转的。例如，砷化镓二极管振荡时的脉冲宽度为 30 毫微秒，峰值功率为 60 瓦，这一数值是至今已知数值的两倍。当脉冲宽度为 1 微秒时，峰值功率等于 20 瓦，这是已知水平的 10 倍左右。这两种情况的转换效率皆为 40%。此外，在液氮温度 (77°K) 时，阈值电流降到 0.1 安，这为目前已知数值的十分之一。但应该指出，这一状态是在微秒脉冲时实现的。

这一阈值的获得，要求极纯净的材料和良好的制造工艺相配合。首先，采用高纯、均质的砷化镓锭，以获得二极管晶片。然后材料是高度简并，即高度掺杂。最后，采用外延生长技术可能获得高度平整的 p-n 结，而除去不规则的现象。

基本原理 图 2 是激光 pn 结简图，图 3 为砷化镓二极管简图。在一平面上涂上全反射层，而在辐射端涂上半反射层。二极管加上正向偏压时，少数载流子(空穴从 p 区，电子从 n 区)注入空间

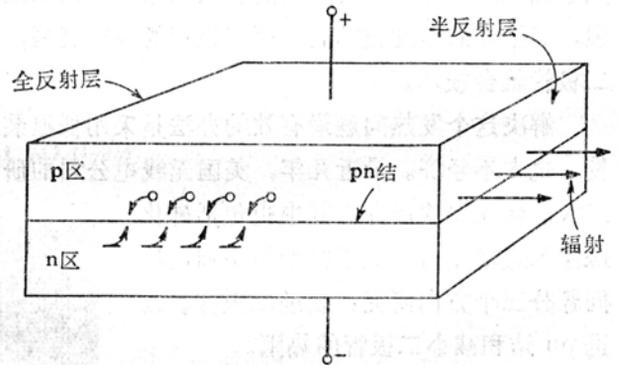


图 2 正向偏压砷化镓激光二极管。空穴从半导体材料的 p 区，电子从 n 区，注入到 pn 结两侧的空间电荷区域。当载流子复合时二极管产生辐射。

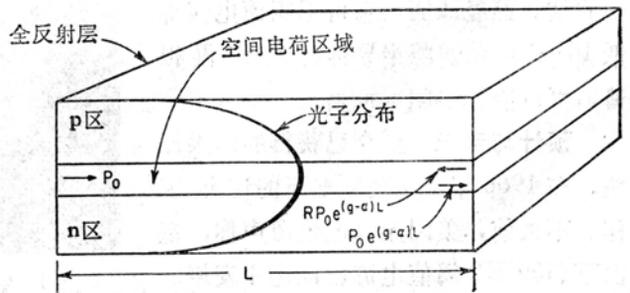


图 3 光子通过二极管后，在正反馈的情况下，储存在二极管的相对功率应该等于或大于 1 个单位。当这一功率大于 1 时，在空间电荷区集居数反转的条件将导致相干辐射的产生。

电荷区域。当载流子复合时，二极管产生振荡辐射，这种辐射在电流密度较小时是萤光，辐射线宽度为几百埃。在 300°K 下，如果电流密度增加至 $30,000$ 安/厘米²，这时将产生集居数反转，通常的电子按能级分布的条件被破坏（也就是说，在高级能级上的电子数较低级能级上的电子数多）。当电流密度达到阈值时，就产生相干辐射。如果降低温度，产生辐射的电流密度（阈值）也随之降低。

只有当半导体材料中存在过剩电子-空穴对的时候才发生复合现象。电子从导带底跃迁至价带顶与空穴复合，以光子、声子或光子和声子两者的形式放出能量。虽然复合的机理依赖于温度、注入电平及晶格的完善性，但它基本上取决于半导体材料固有的性质。砷化镓是一种“直带隙”（或直接跃迁）半导体。在这种情况下，电子跃迁至价带顶并发射出光子，而晶格动量不发生变化。诸如硅及锗等非直接跃迁材料，光跃迁至少必须包含有一个声子才能发生，以使晶格动量守恒。

对直接跃迁半导体，复合辐射具有较大的效率（比非直接跃迁高几个数量级），因为仅包含电子-空穴的跃迁与必须伴随一个或几个声子的跃迁相比，其实现的可能性更高。

pn 结 无论是自发辐射还是受激发射，都产生于围绕 pn 结的空间电荷区域；激光辐射振荡同样产生于这一区域内。量子效率取决于辐射向 p 区及 n 区的非激活区域（即是集居数没有反转）扩展的程度。

为了在半导体谐振腔内产生振荡，必须存在正反馈。我们来看一下图 3 中的谐振腔。设 L 为长度，而 p_0 为一端的功率，那末，在第一次通过后，另一端的功率为 $p_0 e^{(g-\alpha)L}$ ，这里， g ——单位长度受激发射的增益， α ——单位长度谐振腔中的损耗数。对于正反馈腔，二极管端面反射后的相对功率（储存于腔内的）必须等于或大于 1，也就是说， $Re^{(g-\alpha)L} > 1$ ，这里， R 为反射率。当这一数值大于 1 时，空间电荷区域中的集居数反转就导致振荡的产生。在阈值电流时，这一公式就等于 1，而单位长度的增益取决于下面的公式：

$$g = \alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$$

由此可见，对于较长尺寸的谐振腔，同时增大端面的反射率和减少光学损耗的情况下，达到阈值时所需要的增益将减小，而受激作用将产生得更早一些。

当注入电平（产生相干辐射所必不可少的）较高时，空间电荷区域的宽度大概小于 1 微米。但是，光子不可能被限制在等于或小于它的波长的区域内。受激发射虽然是在宽度为 1 微米或小一些的区域内的两个能级间产生的，但光子在此区域内的分布则超过 10 微米。一般情况下，这也就是围绕 p-n 结的辐射区的宽度。于是肯定有部分光子的能量散落到二极管的非激活区域。

结中非激活区内光子分布区域的扩展有碍于激光作用。非激活区对于依赖于受激发射的放大系数并没有什么贡献，事实上，非激活区具有很强的吸收特性，导致谐振腔 Q 值的降低，提高阈值并降低外部效率。正象文献 8 中所指出的，在 $77 \sim 300^{\circ}\text{K}$ 范围内，激光作用的阈值升高及外部效率的降低与 p 区的非激活区的吸收增大有关。这些也表明，在这一温度范围内，砷化镓中的内部效率是恒定的。

激光二极管的光谱 温度会对砷化镓激光辐射的光谱产生什么影响呢？图4列举了一些典型的光谱线。这些谱线是在1微秒时间范围内进行分析的，是用输出脉冲扫描的方法获得的^[9]。激光辐射的波长随时间的显著位移是由于应用于二极管的注入脉冲导致结温的升高所引起的。对一些典型的激光器，在77°K时辐射线宽度总是小于1埃，而一般小于0.5埃。在室温时线宽增至5埃左右^[10]。室温时激光辐射的波长近似于9,000埃；各谱线间的距离为5埃，这一间距在室温下稍为增大，线宽也增大。

各种模式(或分立的频率)可以持续4微秒。但由于结的温度升高，振荡模式的数目也就减少。温度升高得越快，振荡模式的数目减少得也就越快。对于一些应用，最理想的是全部的激光功率集中于一个振荡模式中。在这种情况下，可把激光器和窄带滤波片一起使用，从而得到高的信号噪声比。

功率与温度的关系 图5表示在100~300°K的温度范围内输出功率和电流的典型依赖关系^[8]。这些关系证明，在100~150°K的范围内，功率只减小10%或更少一些。77°K(没有画出)~100°K之间，输出功率没有根本的变化。

对于大多数激光二极管来说，一般在150~200°K之间功率显著的降低。在100~200°K的范围内，当电流密度为 21×10^4 安/厘米²时，功率减小35%，但电流密度为 4×10^4 安/厘米²时功率减小75%。在较低的电流密度下，功率有较大的变化是由于在较高温度时阈值较高的缘故，而不是受激发射的增益降低。在测量这些激光二极管时发现，在200~245°K的温度范围内产生最大的功率下降；但这种情况并不是典型的。其他二极管，在这一温度范围内功率降低是相当小的，在250~300°K的范围内功率降低得最厉害。

斜率 $dp/d(J-J_{\text{阈}})$ 与受激发射的增益成比例。这里， p ——功率， J ——电流密度， $J_{\text{阈}}$ ——阈值电流密度，也就是曲线斜率突然增大的一点。对于给定的这个二极管，在100~200°K的温度范围内，它的斜率几乎是常数。但是对其它激光二极管，发现相对地恒定的斜率延伸到250°K的温度范围。

虽然看起来这与结的平整度有关，但为什么在这些温度范围内斜率接近于恒定，还没有

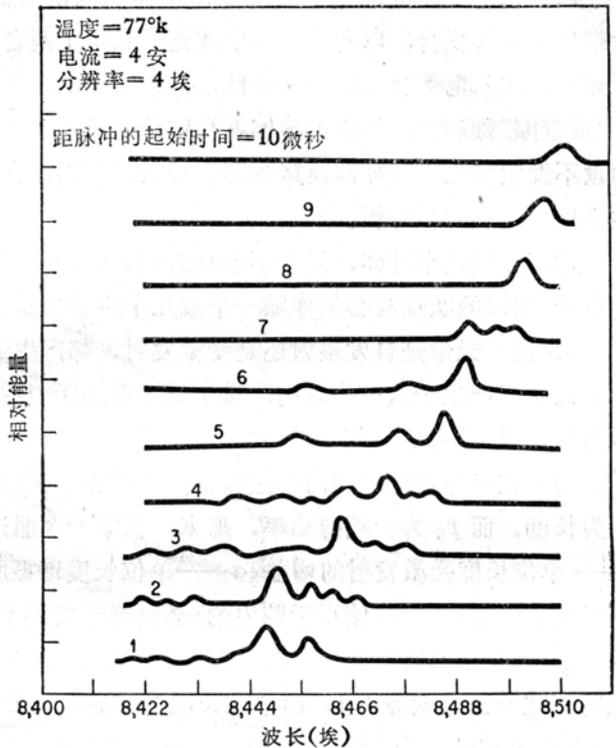


图4 在一微秒时间间隔内，砷化镓激光器的光谱随时间的分析。注入脉冲通过pn结时，结温的升高导致辐射的波长随时间而位移。

找到明确的答案。对结的平整度稍加变动，就会导致受激发射增益的起伏，甚至由于吸收的缘故而引起激光辐射衰减。

在温度较低的时候，不致于因微小的吸收系数而影响到激光辐射振荡。但当温度接近 300°K 时，吸收增大，不但会改变输出功率，而且会改变阈值。文献 10 报导的数据指出，经验表明，在 $250\sim 300^{\circ}\text{K}$ 范围内激光二极管的谱线宽度和谐振腔都发生变化。

结受热时的影响 在连续工作时，p-n 结的发热不是毁坏激光二极管，就是妨碍相干辐射的产生。在脉冲状态时，能产生相干辐射的最大脉冲宽度是唯一的限制因素。脉冲状态时，结的温度的升高会引起阈值电流增加、效率降低，激光辐射线也会移到波长较长的一边去。在 $77\sim 300^{\circ}\text{K}$ 间谱线宽度会增长，各模式间的距离也会增大。

图 4 中显示，由于结发热，辐射谱线随时间发生典型线性位移。在电流较小时，位移和电流成比例，而电流较大时，位移与电流成平方的关系。

如果光电接收器的响应时间慢，那末激光辐射输出在时间上不能进行分析，所获得的单一光谱线实际上是按时间分析的一系列光谱线的集合。响应时间慢的接收器，如象 RC 积分电路，响应于能量，而一个响应时间的接收器，相当于高重光电管，接收的是功率。

辐射图样 由于在激光器的辐射方向的辐射区域很小，因此激光二极管的辐射受到衍射的限制，也就是说，辐射的发散角通常是较大的，能量密度沿着激光器的轴而减小。最好的激光器，它们的发散角在平行于结平面内为 1° ，在垂直于结平面内为 5° 。在某些场合下发散角分别大至 2° 和 10° 。因为希望光束的发散角很小，因此用于激光器上的聚焦透镜的直径必须比二极管本身大。但是，它们的光学尺寸要比气体和固体激光器的尺寸小得多。

热阻 热阻对于激光器工作的影响是很大的。半导体材料比起大多数材料来，它的导热性要小得多。为了减小热阻，结面积应该做得大一些，晶片厚一些。但结的面积增大，将导致阈值电流成比例的增长。要想把薄片的厚度增至 0.08 毫米以上而不致受到损伤也是困难的，因此要制备这样的薄片得花费很多成本。这里所遇到的问题和制备功率晶体三极管的过程中所遇到的是类似的。

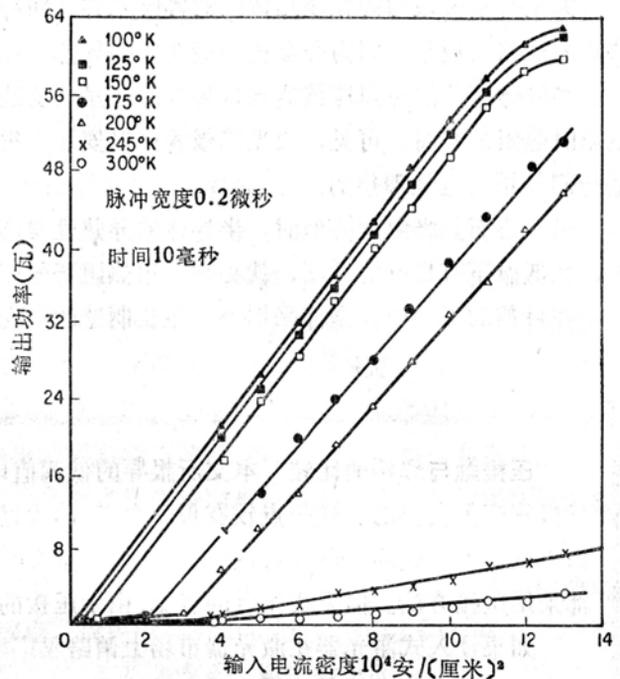


图 5 在 $100\sim 300^{\circ}\text{K}$ 的范围内输出功率与注入电流的依赖关系。正象图表所示，在 $200\sim 245^{\circ}\text{K}$ 之间，输出功率减少得最厉害，对于其它二极管来说，在此温度范围内，功率的降低是很小的。对于大多数二极管来说，在 $250\sim 300^{\circ}\text{K}$ 的范围内功率降低得最厉害。

如果合金区域与砷化镓晶体间的接触不好,同样会引起热阻的增大。良好的接触能提高热流的通路。通常,因为合金比一般金属的导热性差,二极管的合金区域也会提高热阻。

半导体薄片的热阻应该达到这种程度:虽然安装激光器的座尺寸不大,但不至于引起在室温时热阻的升高,可见,激光二极管可以安装在很小的座上,这种座在激光器和微波调制器一起使用时是最理想的。

另一方面,当温度降低时,半导体的导热性很高,因此,要想使总的热阻保持较低的水平,在低温下有好的性能,就必须应用热阻低的座。这样,在低温下就得应用较大的座。

在目前的工艺中,全部采用外延生长制造的激光二极管可以减小热阻达一个数量级。

压接触与焊接的比较 本文所报导的低阈值电流激光二极管是把二极管焊在晶体三极管座上获得的。这一点较有现实意义,因为据其他研究者报告,未用焊接接触时,如果激光没有毁坏,则受激振荡将会降低。本文作者声称,一般的实验室用激光二极管都采用压接方法。但是按作者的意见,由于压接的可靠性差,因此不宜用于商品生产。

如果注入式激光器在激光器市场上销路很广,那末,按作者的意见,在大量生产时,必须象晶体三极管那样,采用焊接的办法。

参 考 文 献

- [1] R. N. Hall, G. E. Fonner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys and R. O. Carlson, *Physical Review Letters*, **9**, 366, November (1962).
- [2] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burus, F. H. Dill, Jr. and G. Lasher, *Applied Physics Letters*, **1**, 62, November (1962).
- [3] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. I. McWhortor and H. J. Zeiger, *Applied Physics Letters*, **1**, 91, December (1962).
- [4] H. Becker, D. Flatloy and D. Stolnitz, *Solid-State Electronics*, **8**, 255 (1964).
- [5] L. H. Gibbons, Jr., M. F. Lamorte and A. E. Widwer, *RCA Review*, **XXIV**, 199-213 (June 1963).
- [6] M. F. Lamorte, *Proceedings of the 16th Annual Power Sources Conference* (1962).
- [7] N. Holonyak, Jr., and I. Leask, *Proceedings of the IEEE*, **48**, 1405-9, August (1962).
- [8] T. Gonda, H. Junker, M. F. Lamorte and P. Nyul, IEEE 1964 Electron Devices Meeting, Washington, D. C., October (29-31).
- [9] T. Gonda, H. Junker, N. F. Lamorte and R. Liebert, IEEE 1964 Electron Devices Meeting, Washington, D. C., October (29-31).
- [10] M. F. Lamorte, H. Junker and T. Gonda, to be published in *Journal of Quantum Electronics*.

译自 Lamorte M. F., *Electronics*, 1966, **39**, №1, 95-99