

短文选译

通信和跟踪用的注入式光激光器系统

C. M. 约翰逊

目前注入式光激光器可以有利地用于一些通信问题上，并且会是担负空间任务的优良系统。可能作高精度跟踪雷达也是极优越的，然而在这方面还需要做更多的工作。

人们从一开始认识光激光器系统，就认为它在点对点通信和精密目标跟踪中具有很大的可能性。注入式光激光器本质上是一个半导体二极管，是目前实现这种系统的最简单的方法。然而在概念的和实际的系统之间还存在着功率、带宽、调制和解调、频率稳定、信号探测和噪声等一系列工程技术问题。

经过一年的注入式光激光器材料和基本特性的研究之后，一些有用的相干光源正在实验通信线路中试验。其应用有待于今后进一步改进器件。如在室温下增加输出功率，工作在可见光波长，增强相干性。

光激光器通信——作为点对点通信系统传输极大信息量或者要求极保密的通信（或无干扰通信），光激光器系统要比无线电系统优越得多。因为注入式光激光器效率高，直接电激励，调制容易。目前看来它比其它类型光激光器更适合于通信应用。

点对点通信中应该强调的是，光激光器系统作为广角或全向无线电系统是不利的。对于一个通信线，当接收机是受量子噪声限制的，天线是受绕射限制的，所需要的发射机功率为：

$$P_T = \frac{16R^2 hc B \rho \lambda}{\pi^2 D_r^2 D_R^2 \eta L_a L_r} \quad (1)$$

〔式中 P_T 是发射机峰值功率， R 是到目标的距离（米）， h 是普朗克常数， c 是光速（米/秒）， λ 是辐射波长（米）， η 是检波器量子效率， B 是接收机视频带宽的二倍（赫），或 $B=1/\tau$ （ τ 是观察时间）， D_r 和 D_R 分别是发射和接收天线的直径（米）， ρ 是信噪比或是受量子限制的检波器的信号光电子数， L_r 是光学系统的传输因子， L_a 是大气的传输因子〕。

对于一定直径的天线，要求发射机功率随波长线性增加，或相应地作用距离按 $\sqrt{1/\lambda}$ 增加。因此，对于在相同的发射机功率情况，光学系统的作用距离要比微波系统大一百倍。对于同样直径的天线，光频天线的束宽比微波天线的束宽小几个数量级。因此，增加作用距离增大了探测和跟踪的困难。然而在许多情况探测和跟踪可以用目视或用变象系统，这就大大地克服了窄波束的困难。

束宽*——如果发射和接收束宽 ϕ_T 和 ϕ_R 保持不变，那么

$$P_T = \frac{\pi^2 hc \rho R^2 (\phi_T)^2 (\phi_R)^2 B}{16\lambda^3 \eta L_a L_r} \quad ** \quad (2)$$

* 译者注 本段标题应写束宽，原文误为带宽。

** 译者注 原文(2)式中分子漏写B。

式中 $D^2 = (16/\pi^2) (\lambda^2/\phi^2)$ 已代入方程(1)。

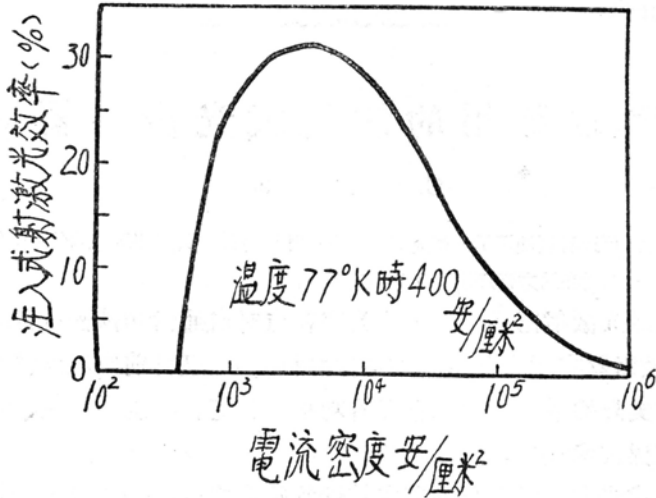


图 1. 典型工作状态, 电流密度由 10^2 到 10^4 安/厘米² GaAs 半导体激光器的计算效率达到最大值。

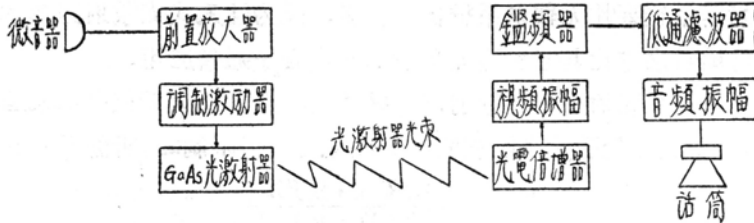


图 2. 用这个系统以脉冲频率调制, 发送 4 千赫的音频信道。

这就不得不要求光学系统的发射机功率比微波系统的发射机功率大很多: $P_T \approx 1/\lambda^3$ 。因此, 除非能有效地利用窄光束——即除非系统是受孔径的限制而不是受波束的限制——与微波系统比较光学系统要耗费极高的发射功率。

一般的说, 发射机的束宽和接收反射面的直径都是光通信系统中控制的参数。因此; 对于受量子噪声限制的接收机, 把等式(1)改写成下列形式更为方便

$$P_T = \frac{P_R R^2 (\phi_T)^2}{D_R^2 L_a L_r} \quad (3)$$

式中

$$P_R = \frac{h c \rho B}{\lambda \eta} \quad (4)$$

必须强调, 对于最小的发射功率、发射波束角范围应该保持小到平台的稳定度、和可用孔径(天线)的绕射限制所允许的范围。接收天线的角范围(视场)可以做得大于孔径的绕射范围, 而不损失天线的增益(即不需要增加发射机功率)。但是, 因为角范围的增大使背景噪声增

加，接收机視場受到限制。

可用的信号——光外差接收現在不适宜用于通信系統，因为要求光学本机振蕩器的稳定度很高。此外，用編碼調制技术，光包綫檢波器趋近于量子极限灵敏度。

包綫型光接收机(光电倍增管)的最小可檢信号是^[16]

$$P_R = \frac{h\nu\rho B}{\eta} \left[1 + \left\{ 1 + \frac{4KT_o(F_v - 1 + t_e) + 2\epsilon i_D R_L}{\epsilon^2 R_L \rho B} \right\}^{1/2} \right] \quad (5)$$

[式中 K 是波尔茲曼常数， F_v 是光檢波器后面的視頻放大器的噪声指数， T_o 是标准的参攷温度， t_e 是檢波器輸出电阻的归一化等效噪声温度， ϵ 是电子的电荷， i_D 是檢波器的暗电流， R_L 是檢波器輸出阻抗，以及 ν 是信号頻率($\nu = c/\lambda$)]*。

当系統帶寬比較小或背景噪声或檢波器暗电流較大时，最小的信号是

$$P_R = \frac{h\nu}{\epsilon\eta} [2\epsilon i_D \rho B]^{1/2} \quad (6)$$

在这种情况下已經忽略了量子噪声，同时也忽略了后面視頻放大器的噪声。

如果增加系統帶寬，量子噪声相对于由方程式(6)給出的散彈噪声水平而增加。那么，除量子噪声外忽略所有的噪声后，由方程(5)就可以求得帶寬。在这种条件下，由方程(4)来决定 P_R 。

脉冲系統——对于給定的信道，噪声特性使脈冲系統能用来降低平均发射功率。这些有利結果可由下式看出，

$$P_{avg} = P_T \tau f_R = \frac{P_T f_R}{B} \quad (7)$$

式中 τ 是脈寬及 f_R 是脈突重复頻率。如果把方程式(6)的 P_R 代入方程式(3)，那么对于給定的信噪比所需要的发射功率正比于 \sqrt{B} 。如果系統工作在脈冲状态，那么这将相应于需要的峯值功率。如果把这个比例代入方程(7)。

$$P_{avg} \approx 1/\sqrt{B} \approx \sqrt{\tau}$$

因此，对于 f_R 所确定的恆定傳輸速度，平均功率随脈寬的减小而降低，直到接收机为量子噪声所限为止——即直到所需的最小功率是受每一脈冲的光子最少的个数所限，而不是受其他系統噪声的限制为止。达到这种情况，平均功率将与系統的帶寬无关。

发射机功率——在攷虑了上述所有因素的情况下，以受背景噪声限制的系統为基础，光通信系統所需要的平均发射机功率是

$$P_{avg} = \frac{f_r \phi_r^2 R^2}{L_a} \times \sqrt{\frac{4\rho h\nu b\omega \Delta\lambda}{\pi\eta D_R^2 L_r B}} \quad (8)$$

式中 b 是背景輻射通量(瓦/平方米/球面度—微米)， ω 是光接收机視場(球面度)及 $\Delta\lambda$ 是光頻帶寬度(微米)。

除了量子噪声之外，一切噪声源都可以忽略的时候，平均发射机功率是

$$P_{avg} = \frac{f_r \phi_r^2 R^2 h\nu}{D_R^2 L_a L_r} I_n \left(\frac{1}{1-p} \right)^{**} \quad (9)$$

式中 p 是探测几率，它是信号光电子数 ρ 的泊松分布函数

* 譯者註：原文誤为 $\eta = c/\lambda$

** 譯者註：原文(9)式分子中漏写 R^2 。

$$P = 1 - e^{-\rho} \quad (10)$$

或
$$\rho = I_n \left(\frac{1}{1-P} \right)$$

脈冲工作使包綫檢波系統达到量子灵敏度的极限。此外，为了在解調系統中能抑制附加噪声，脈冲工作还可以采用象 pfm (脈冲頻率調制) 或 pcm (脈冲編碼調制) 那样有效的調制技术。同时，恆定的幅度脈冲調制使注入式光激射器在任何时候都能工作于最有效的电流电平上。不仅脈冲調制有上述的一些优点，同时因为注入式光激射器的輸出光是輸入电流的綫性函数，所以它还很适用于模拟幅度調制。

效率——为了得到最佳效率，通过注入式光激射器的电流 I 必須超过閾电流 I_t (在这个值激射器开始工作) 一个較大数值，但是不能在二极管里引起过度的損耗 $I^2 R_A$ ，这里 R_A 是二极管串联电阻。特別值得提一提的是注入式光激射器的效率：

$$\epsilon = \frac{\eta\beta(I-I_t)}{I+I^2R} = \frac{\eta\beta(J-J_t)}{\beta J + \rho L J^2} \quad (11)$$

式中 η 是光振盪的外效率， β 是与物质間隙寬度有关的轉換系数 (对于 GaAs 來說，大約是每安 1.5 瓦)， J 是电流密度， ρ 是物质的电阻率及 L 极板的厚度。图 1 表示目前典型的注入式光激射器計算效率。假設 $\eta=0.4$ ， $\rho=10^{-2}$ 欧姆—厘米， $L=0.5 \times 10^{-2}$ 厘米及 $J_t=400$ 安/厘米²。电流密度在 10^3 及 10^4 安/厘米² 之間接近最高效率。

注入式光激射器系統——国际商业机械公司通信实验室奈波尔 (K. E. Niebuhr) 和格林 (R. C. Green) 已經发展和測試了一个实验性的注入式光激射器通信系統，图 2，采用了脈冲頻率調制，发送 4 千赫的音頻信道。

調制綫路，图 3，基本上是由一个充电時間可控的延迟綫构成。当延迟綫电压达到預定的电平时，置于綫端的四层半导体二极管导通 0.1 微秒，5 安的放电脈冲通过光激射器。延迟綫的充电時間，光激射器脈冲系列的頻率是由信号幅度通过可变电阻元件来控制的。該实验中，光激射器发射机輻射 0.2 瓦脈冲，平均重复頻率為 12 千赫。調制器中的主要問題是調制器应与半欧 (或更少) 的光激射器阻抗相匹配。

光接收机包括一个小型接收望远镜，一个 4 厘米的物鏡和一个可調的視場照射到 RCA 7102 光电倍增管的光阴极上。光电倍增管輸出饋送给帶寬 5 兆赫的視頻放大器。視放的輸出脈冲又饋送至单周期多諧振盪器，它产生一个标准幅度及寬度脈冲，并送至低通滤波器。低通滤波器的輸出是音頻信号，它的幅度正比于脈冲复重頻率。

上述系統的光激射器如照片所示，它工作在液氮槽內，整个光激射器周圍有相当多的气泡，这些气泡应特別注意。虽然輸出信号脈冲幅度至少在 100 到 1 之間变化，但是沒有檢測出由于气泡而造成的調制失真。沒有任何附加光束成形光具，用的光激射器自然光束为 1×15 度 (标称值)，发射机和接收机都是用电池供电的。

沒有气泡和沒有大气衰減时，系統作用距离約 1 哩 (把光激射器装在致冷剂外面的散热器上可以除消除气泡)。如果发射机光束減小到 $10^{-3} \times 10^{-3}$ 弧度，接收机用 2 呎的接收天綫，作用距离将近 600 哩。

卫星通信綫——为了說明 GaAs 注入式光激射器工作系統的要求，我們假設卫星和地面

站之間有一條帶寬為 5 兆赫的通信綫。低仰角時的最大斜距約為 1,500 哩。在這樣的路徑上，波長為 0.9 微米，預期大氣傳輸為 25%。在有自動跟踪設備里，最小發射機束寬約 2×10^{-4} 弧度。為了便于探測和跟踪，地面接收機必須有一個最小的視場，約為 10^{-6} 球面度。光濾波器的通帶約為 10 埃 (10^{-8} 微米) 是一個合理的實際假定，它給出了接收機整體光傳輸系數約為 25%。在波長為 0.9 微米時，光子能量 $h\nu$ 是 2.2×10^{-19} 焦耳，在這種波長， S_1 陰極的量子效率是 3×10^{-3} 。在白天，天體輻射約為 10 瓦/米²-球面度-微米，這是比較合理的數值。接收天綫的直徑可以大到 5 呎 (1.5 米)，因為不需要天文上的那種精確度，也就是說，接收天綫基本上是一個信號收集器，而不是一個精密的信號鑑別器。對於 5 兆赫信息通道，為了保證適當的 Nyquist 取樣，脈沖調頻系統的脈沖重復頻率至少要 10 兆赫。脈沖寬度將假定為 2 毫微秒。

如果把上述數據代入方程式 (8)，得到需要的平均發射機功率是 8 毫瓦。因為工作周期是 2×10^{-2} 時，峯值發射機功率必須有 0.4 瓦。

假若將數字代入方程式 (9) 代替方程式 (8)，並且假設探測概率是 0.999，那麼需要的平均發射機功率將變為 9 毫瓦，或 0.9 瓦峯值功率。因為發射機功率大於根據背景噪聲計算出來的數值，量子噪聲對系統的限制較小。

結果傳送——衛星收集地面站的圖象信號用的快速傳送系統，對於上述通信綫的特性來說是一個配合得很好的應用。

這種系統要求信號帶寬幾百兆赫，數字調制看來最合適，因為在光頻範圍有較大的可用帶寬。要達到這種信息量，要求用極短的脈沖，接收機必須是量子噪聲限制的，即使在相當大的視場下，也必須如此。因此，地面站用一個大的、中等精度的接收天綫就可以了。

衛星跟踪可以用裝置在跟踪台地面接收機上的光激射器信標來實現。除去它的譜綫寬度較窄之外，地面信標還可以調制成編碼，以提供更高的鑑別率，使系統的工作更加安全可靠。如果這種通信系統要求有 200 兆赫的帶寬，而系統的其它參數與上例 5 兆赫帶寬的要求一樣，那麼所需要的平均發射機功率是 0.3 瓦。這樣寬的帶寬將要求比 5 兆赫信道更為複雜的調制方案。

在 1,500 哩遠， 2×10^{-4} 弧度的發射機波束所對應的弧長僅只 1,500 呎，所以這種系統具有高度的保密性。密云復蓋或相當大的大氣擾動都將干擾傳輸，但是在雲層最稀薄的地方和在一年中可預報的時間，仍可設地面站。同時還可使用多個地面站。

宇宙飛行員通信綫——另一種有可能的應用是星體和空間站之間的通信。在這種應用中，工作于可見譜範圍的注入式光激射器可作成一個極為緊湊而效率高的發射機，可以用目視探測和跟踪。一個小型光電二極管，一個直徑為 1 厘米的透鏡和調解綫路即成為一個適用的接收機。

第三種應用是空間站不同部位之間的通信。如果空間站是由彼此連系不密切的幾部份組成，這種應用則更有用。除去它的尺寸小，消耗功率低之外，這種系統將不與無線電和微波通信綫干擾，也不與空間雷達站干擾。

上面的所有的應用，利用現有的注入式光激射器和光學器件，目前都可以實現。然而對

于帶寬較大的情况，注入式光激射器還不能在室溫下工作。即使目前在室溫下可以實現所要求的峯值功率，但是要求的工作周期太長。

光激射器跟踪——光激射器跟踪系統的優點与普通雷達系統比較在於較高的角度分辨率和速度分辨率。但是探測比較困難，除非能夠用人的眼睛。

光學系統和雷達系統可以通過分析雷達方程來比較，雷達方程包括光學系統在內。在很大程度上通信系統所做過的比較，對於雷達系統仍然適用。一個具有受量子噪聲限制的接收機的光雷達系統，它的峯值發射機功率是：

$$P_T = \frac{\pi^2}{4} \frac{\rho \phi_r^2 \phi_R^2 R^4 h c B}{\sigma \lambda^3 \eta} = \frac{64}{\pi} \frac{R^4 h c B \lambda}{\sigma D_r^2 D_R^2} \quad (12)$$

式中 σ 是目標的反向散射截面；其他的量同方程式(1)中確定的。對於相同的帶寬，相同的檢波概率及固定的散射截面，由方程式(12)可知，所需的發射機功率正比於 $1/\lambda^3$ 。這個結果暗示出在所比較的波長範圍內，接收機具有相同的量子效率，例如，微波激射器和冷卻的光電倍增管。如果以天綫直徑而不是以束寬作為限制因素，那麼光雷達比微波雷達更為有利 $P_T \approx \lambda$ 。

扫描——如果把具有相同天綫直徑的光扫描系統與微波扫描系統比較一下，根據方程式(12)可以證明，在相同時間里，相同的探測能力下，對於相同立體角範圍所需要的平均發射機功率 $P_{avg} = P_T \tau f_R$ 與 $1/\lambda$ 成正比。這個結果假設了光系統的脈沖重復頻率 f_R 是按照下面關係增加的：

$$\frac{f_{R0}}{f_{Rm}} = \frac{\lambda_m^2}{\lambda_0^2} \approx 10^{10} \quad (13)$$

式中 f_{R0} 和 f_{Rm} 分別是光系統和微波系統的脈沖重復頻率， λ_0 和 λ_m 是相應的波長。光系統的立體角分辨率好了 10^{10} 倍，但是重復頻率是不可能增加這麼多倍的。

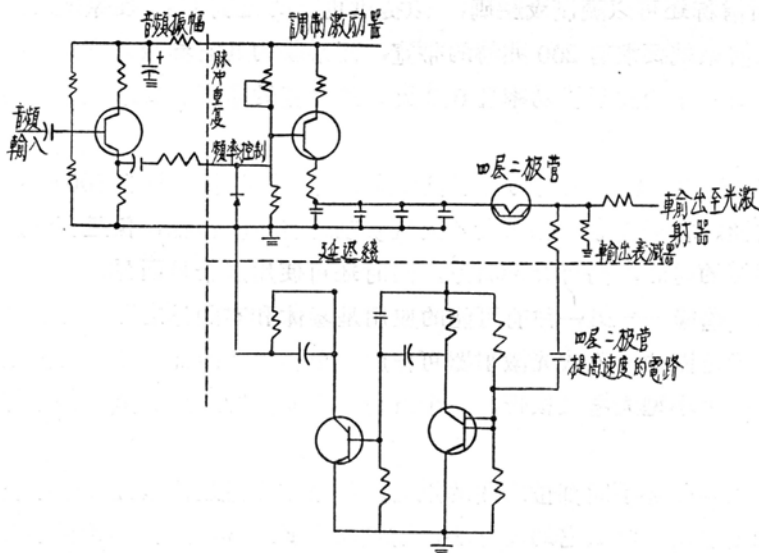


图 3. 当调制激励器中的四层二极管导通时，一个5安0.1微秒的脉冲即加到注入式光激射器上。合成光激射脉冲系列的频率由音频输入幅度来控制。

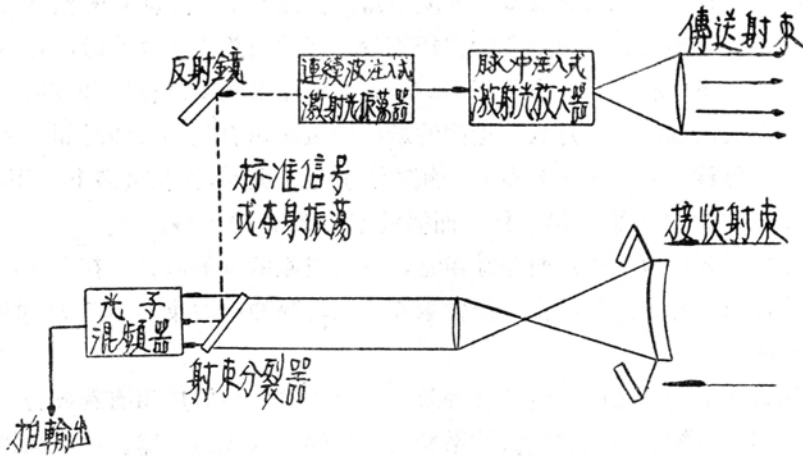


图 4. 相干光雷达有极高的灵敏度，但是視場受到限制。
各种系統可以用提供目标外形輪廓或图形表示。

比較实际的，重复频率是由到目标的距离来决定的，并且对每个系统是固定的。在这种情况下，扫描一个给定立体角所用的时间正比于 $\lambda_n^2/\lambda_0^2 \approx 10^{10}$ *。对于这样一种情况，光系统需要的功率只是微波系统的 10^{-5} 倍，而立体角分辨率却是微波系统的 10^{10} 倍，但是扫描时间非常长。

天綫——通常，通信系统发射机束宽和接收天綫的直径都是可以控制的参量。因此，把方程式(12)改写成下列形式更为方便：

$$P_T = \frac{4\pi P_R R^4 \phi_r^2}{\sigma D_R^2 L_a L_r} \quad (13)$$

对于受量子噪声限制的接收机式中 $P_R = h c \rho B/\lambda \eta$ 。当系统受背景噪声限制时，对于雷达的情况，表示式又可以写成类似方程(8)的形式：

$$P_T = \frac{4\pi R^4 \phi_r^2}{\sigma L_a} \sqrt{\frac{4\rho h \nu b \omega \Delta \lambda B}{\pi \eta D_R L_r}} \quad (14)$$

为了说明光跟踪对注入式光激光器的要求，我们考虑一个宇宙飞船在 50 哩外跟踪另一飞船的例子。设目标具有 100 米²的光散射截面(3毫米²的鏡面反射器)，发射机束宽是 10^{-4} 弧度以及接收天綫的直径是 2 呎，并附有一个 10 埃的滤光片，则 L_R 将取为 25%。用 S_1 型光电倍增管檢波器，并且 $\rho = 10$ ，那么在波长为 0.9 微米时，需要的峰值功率将近 1 千瓦。

如果用高量子效率的相干接收机代替光电倍增管檢波器，那么上述系统的发射机功率可以减少很多，例如，如果用連續波光激光器振盪信号作为光电混频器的本振信号。如图 4 所示，相干檢波是能够实现的。

分辨率——高分辨率扫描系统可能用来繪出飞行目标的图象。此外，如果用相干多卜勒探测系统，则高分辨率光系统能够给出旋轉速度。整个飞行目标的距离，接近速度以及精确的角度也都可以测出。

光頻多卜勒測量系統的主要优点是精确和快速。目前，只有气体光激光器有足够高的单

* 譯者註：原文誤为 $\lambda_0^2/\lambda_m^2 \approx 10^{10}$ 。

色性来做精确的多卜勒测量。虽然大多数光激励器比微波系统角度测量的精确度高几个数量级，但是对精密多卜勒测量它们的单色性都还不够。在波长为8,400埃时，每秒1呎的目标速度产生0.8兆赫的多卜勒频率。指望用GaAs光激励器来实现这样的线宽是合理的。

多卜勒测时也是很重要的，并且对检测的最小增量必须有足够长的时间。例如，如果要测量的速度增量是每秒1呎，那么光多卜勒频率大约是1兆赫，而微波多卜勒频率大约是100赫。这样，用光学方法测量可在 10^{-6} 秒，而微波则需要用 10^{-2} 秒。

注入式光激励器还可以用于地面跟踪雷达，作为卫星的导航设备。在白天，宇宙飞行员用标准光电变象管从地球背景里辨出一个发射0.1焦耳脉冲，波束为 10^{-6} 球面度的GaAs光激励器是足够亮的。

目前，注入式光激励器已经达到发展的阶段，对于某些通信应用有着显著的优点。至于雷达应用方面，在光系统有效地超过微波系统之前，注入式光激励器、波束扫描技术和混频技术都还有待于进一步发展。

参 考 文 献

- (1) M. I. Nathan, et al., Appl Phys Letters 1, p 64 1962.
- (2) R. N. Hall, et al, Phys Rev Letters 9, p 366 1962.
- (3) T. M. Quist, et al., Appl Phys Letters 1, p 91 1962.
- (4) I. Melngailis Appl Phys Letters 2, p 176 1963.
- (5) I. Melngailis and R. H. Rediker Appl Phys Letters 2, p 202, 1963.
- (6) K. Weiser and R. S. Lviet, Appl Phys Letters 2 p 178, 1963.
- (7) Nick Holonyak, Jr., and S. T. Bevaqua. Appl Phys Letters 1, p 82, 1962.
- (8) I. Melngailis, A. S. Strauss, R. H. Rediker Proc IEEE (Correspondence) 51 p 54 1963.
- (9) R. J. Phelan, et al., Appl Phys Letters 3, p 143, 1963.
- (10) M. Pilkuhn, H. Rupprecht, and J. Woodall Continuous Emission From GaAs Diode at 77°K IBM. Research Note No-261.
- (11) W. E. Engler, M. Fartinkel, Solid State Devices. E. Lansing, Mich, June 1963.
- (12) G. Burns, et al, The Effect of Temperature on the Properties of GaAs Laser, Proc IEEE (Correspondence) 51, p 947, 1963.
- (13) T. M. Quist, et al, Appl Phys Letters 1 p 91, 1962.
- (14) Recently obtained at IBM.
- (15) P. P. Sorokin, et al, J. Appl Phys 34, p 2553, 1963.
- (16) C. T. McCoy, Space Communications Philips Report NR 279, Nov 1958.

译自 Electronics Vol. 36, № 50, (1963) p. 34

(王宏宇译，范果健校)

晶体与玻璃光激励器工作物质的制备(第2部分)

A. E. 帕拉笛诺

2. 恰克拉斯基生长法

佐尔福斯等人^[16]首先发表了应用维纳尔(Verneuil)方法和勃里季曼——斯托克巴克(Bridgman-Stockbarker)方法生长大块的CaWO₄晶体。后一种方法是把盛熔体的坩埚置于