

## 光能吸收与高密度等离子体的产生

B. G. 梅克腊德, A. F. 蒙特

在进一步试验气体在光频下的破坏现象的过程中, 用一束聚焦的激光束来引起气体破坏<sup>[1][2]</sup>, 观察到了激光束被大大地减弱<sup>[3]</sup>。所利用的试验装置如图 1 所示: 在透镜的焦点上, 产生被破坏的等离子体, 用两支光电倍增管(A 和 B)分别来探测在这等离子体前(A)和后(B)的受激辐射。通过滤光, 使光电倍增管只对 6943 埃的激光是敏感的, 可以看到, 当气体破坏发生时, 透射的激光在它光脉冲的后期严重地被减弱。对透射的激光在发生和未发生气体破坏的情况下, 两次曝光的照片如图 2 所示。在气体未发生破坏的情况下, 透射光的光强随时间的变化关系如图中上一条迹线所示。当气体发生破坏时, 激光束的强度明显地变弱, 如图中下一条迹线所示。在这些试验中, 光束的功率均稍高于被试气体的破坏阈值, 氩气在一大气压下, 一焦耳的入射光能, 有一半以上从透射光束中失去。

为了证实, 出现光线的减弱并不是由于在发生气体破坏的瞬间光激光器的工作状况发生变化的结果, 或者为了证实, 被破坏的气体发光度并不影响光激光器或光电倍增管的工作, 用一支探测的光电倍增管(A), 时时来观察光激光器的输出。将一中性滤光片放在光激光器出口的光栏之前, 则光束的强度降低到使气体的破坏不能发生。在这种情况下, 光电倍增管 A 和 B 记录相同的讯号。将该滤光片移到每个光电倍增管的前面, 光电倍增管所接受到的仍是过滤的光, 但此时在透镜焦点处的激光光强度已足够发生气体的破坏。在此情况下, 光电倍增管 B 所测得的讯号是变弱了, 如图 2 所示, 而光电倍增管 A 所测得的讯号仍旧没变。因为光电倍增管所接收到的受激辐射的过滤光并不因移动滤光片而变, 因此这一试验只能证实激光光的减弱确实是由被破坏的等离子体所引起的。

这种变弱可能是由于受激光被等离子体散射所引起, 用电倍增管环绕被破坏的气体区域的全立体角进行一系列测量的结果, 可以看到当发生气体破坏时, 6943 埃激光光的散射增加了。但是, 绕全立体角的散射光增量的累积, 比起从透射光束所失去的  $\frac{1}{2}$  焦耳的能量来说, 小到可以忽略不计, 因此在激光光频率段的散射并不是所看到的光强变弱的主要原因。

例如从激光光束中所损失的能量是被等离子体吸收, 那么在固定体积的被试气体中, 这种吸收应该能看到温度和压力的升高。在一个连接有灵敏的压力传感器的封闭小室中产生气体破坏来试验这样的吸收。在气体没有发生破坏之前, 小室内的压力不发生变化。然而, 当破坏发生时就能测得一个 2 磅/吋<sup>2</sup>的压力增大。在体积为 23 (厘米)<sup>3</sup> 的小室中, 这一压力升高相当于  $\frac{1}{3}$  焦耳左右的能量增加, 在试验精度内, 这能量差不多等于从入射光束所失去的能

量。这一試驗明显地証实，能量确是在光束通过被破坏的等离子体时被吸收。必須注意，假如在一直徑为 0.2 毫米，长度为 0.6 毫米的体积中的气体〔4〕（在这一系列試驗中均取用一个大气压的氫气）被激射光束完全电离，电离所需的能量仅仅只要  $3 \times 10^{-3}$  焦耳。因此吸收的能量要比仅由气体在焦点区域电离时所需的能量大得多。

在实验中观察到，入射的光頻光束被破坏的等离子体严重地減弱。从光束中失去的能量远大于等离子体的原子电离所需的能量，极大部份能量既非在激射光頻段被散射，亦非被激励原子再輻射，而是真正被吸收，以致引起等离子体的温度和电子密度的增高。

产生这类減弱所必需的电子吸收能量的速率可与經典的微波破坏理論預言作一对比。在激射光脈冲(图 2)入射后一个時間  $\tau = 9$  毫微秒，形成击穿等离子体的电子吸收大約  $1/10$  的激射光束功率。根据微波理論，一个 40 兆瓦的激射光脈冲聚焦在直徑为 0.2 毫米，长 0.6 毫米的焦点区域内，一大气压的氫气，它的一个电子在 9 毫微秒時間裏只能从这脈冲中获得 190 电子伏特的能量。假定 30 电子伏/离子对，这一能量增益只能使电子密度提高 100 倍也就是在焦点体积內产生几百对离子〔5〕。但是，根据經典的微波吸收理論，产生所观察到的減弱必需有  $10^{14}$  个电子〔6〕，同时在 30 电子伏/离子对假設的基础上，产生这数量的电离至少需要 1400 电子伏的能量增益。因此，通常微波击穿理論很难說明所观察到的气体破坏最初阶段电离速率。

在本試驗有效的範圍內，矛盾的来由可能是：对处在极高強度的光頻区域内的电子來說，它有一特大的能量吸收截面；或者，这时产生一对离子所需的能量比在微波頻率〔8〕段低得多。为了解釋这个明显的矛盾，包含有量子力学效应的机构，也同經典模型一样正在被研究中。

根据試驗的測量指出，一等离子体能在几毫微秒的時間內吸收一光頻光束能量的大部份。这种快速的吸收会导致在很小体积內的加热速率达到几十兆瓦的数量級。在光脈冲的后期出現 90% 以上吸收的同时，一大气压的气体的完全电离显然已經达到，並能产生电子密度高达  $10^{19} \text{cm}^{-3}$  的等离子体。此外，光学輻射引导出极高密度的、純洁的、完全电离的等离子体还是第一次有用于試驗研究。

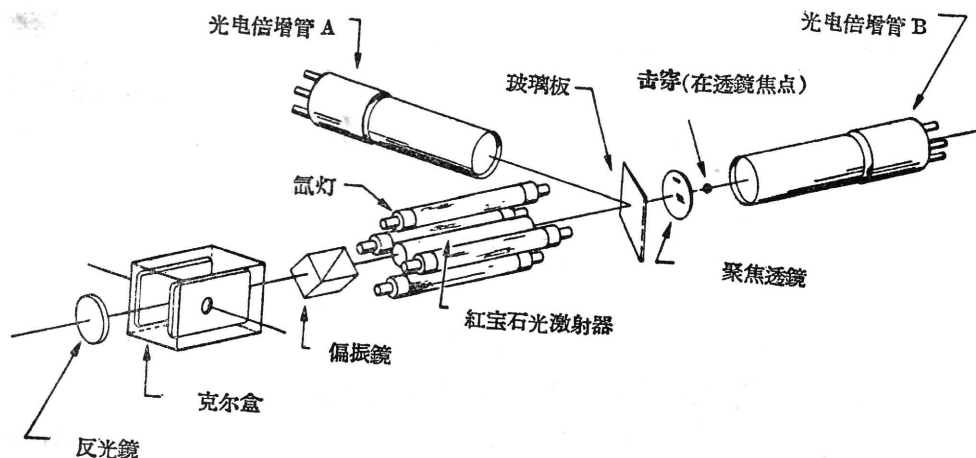


图 1 气体击穿装置

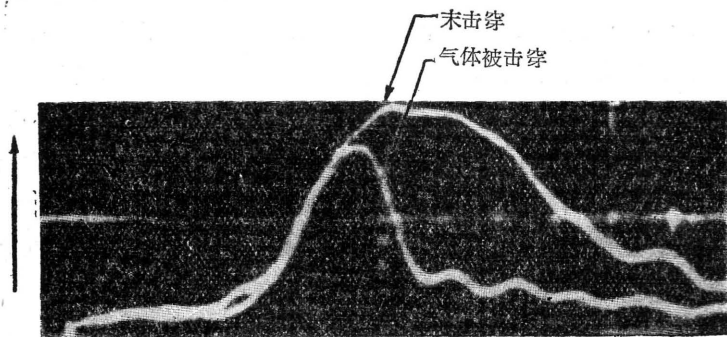


图 2 被击穿的等离子体激光束的减弱

### 参 考 文 献

1. R. G. Meyerand, Jr., and A. F. Haught, Proceedings of the Sixth International Conference on Ionization Phenomena in Gases, Paris, 1963, edited by P. Hubert (S. E. R. M. A., Paris, 1964).
2. R. G. Meyerand, Jr., and A. F. Haught, Phys. Rev. Letters 11, 401 (1963).
3. William I. Linlor [Phys. Rev. Letters 12, 383 (1964)] 也曾观察到一种类似的减弱现象。然而，在他的试验中是用受激光发射器同固体靶所产生的等离子体。
4. 0.2毫米的焦点直径是通过一系列对在极薄的铝箔上所产生孔的直径的测量来得出的，并且通过计算由测量用的激光束的散度所造成的焦点面积加以确定。用同样的光学计算方法得出焦点区域的长度约为焦点直径的三倍。
5. 在这篇讨论中曾假设一开始在击穿的体积中只有一个电子存在（来自宇宙线等处）。然而结果指出，若假设一开始在焦点区域中存在有1个、10个、甚至100个电子存在并无多大变化。
6. 要产生观察到的光束减弱所需的电子密度是如此地高。以致必须把库仑碰撞也算进去。在这计算中应用了1.3电子伏电子能量下的库仑碰撞截面（适合于造成所见减弱所需的电子密度的最低温度）。
7. R. w. Minck, J. Appl. Phys. 35, 252 (1964), 现用光频击穿阈值的的数据是与微波击穿理论相一致。但是 Minck 并没有测量他的焦点面积，而这所谓一致只是在一个假设的焦点直径的基础上取得的。参考文献1和2中的测量得出光频击穿所耗的峰值功率真要比脉冲微波理论所需的来得小，这两篇文献中关于电荷集合的数据和本文中关于能量吸收速率的计算都支持这一结论。这可能是由于 Minck 的焦点直径事实上要比他所假设的来得大，那样他的结果才同本文作者的结论相一致。
8. 这个可能性是 J. K. Wright 在一篇论文（将要发表）中提出的。实质上，他的理论提出，原子被电子激发后紧接着又被光子、电子相互作用进一步激发和电离。对氩气来说切实的能量并不象常用的击穿理论所述的的那样需要30电子伏/离子对，而是氩气的初激发态能量11.5电子伏。

译自 Phys. Rev. Letters, Vol. 13, № 1 (1964) pp. 7-8

（胡绍衣译，王雨民校）

## 光学泵浦的 $^{87}\text{Rb}$ 光激射振荡器<sup>[1]</sup>

P. 达维铎维兹

光学泵浦的 $^{87}\text{Rb}$ 光激射振荡器被观察到 $^{87}\text{Rb}$ 基态超精细跃迁频率（ $\sim 6835$ 兆周/秒）。

卡维尔 (T. R. Carver) 等人首先观察到光学泵浦 $^{87}\text{Rb}$ 蒸汽的受激发射<sup>[2]</sup>，它是由 $F=2$ ， $m_F=0$ 到 $F=1$ ， $m_F=0$ 的超精细跃迁所致。这些工作者都是用偏振光作泵浦。本得 (P. L. Bender) 描述了强泵浦作用下在超精细能级之间产生较大的粒子数差<sup>[3]</sup>，同时用于这一工作