

# 新型装置

## $N_2$ 与 $CH_4$ 气体中的受激效应

T. A. Wiggins, R. V. Wick, D. H. Rank

### I. 引言

由巨脉冲激光器产生的强电场同各种气体的相互作用已是许多研究的主题。在  $N_2$  以及其它气体中引起击穿所需的功率已被当作压强的函数测量。已报导了  $H_2$ 、 $CH_4$  及  $N_2$  的振动喇曼谱。此外，已观察到了  $N_2$ 、 $CH_4$  及  $CO_2$  的布里渊谱，且将声速作为压强的函数测量。虽然已预言了转动喇曼谱，但是尚待观察，大概是因为转动能级加宽，有引起更有利于其它类型的相互作用之故。

本文的目的是给出关于  $CH_4$  与  $N_2$  作散射体的效率的实验结果，并且在这些气体中，在比以前报导过的更低的压强上，又作了些声速的测量。

### II. 实验

用于本研究的科拉德巨脉冲激光系统有一根 6.7 毫米  $\times$  10.2 厘米的宝石棒，适当调节 Q 突变装置及泵浦能量，可在由 8 毫微秒至 35 毫微秒的时间内产生 0.8 焦耳。在最低功率输出时，激光器以单一的纵波型工作，其谱线宽度小于  $0.017 \text{ 厘米}^{-1}$ 。在最高功率水平处，谱线宽度增到约  $0.05 \text{ 厘米}^{-1}$ 。对某些观察，用  $CuSO_4$  吸收体来使能量减少。光束总散度是 6 毫弧度。

图 1 表示实验装置。为防止散射回来的光再度引起激光作用，把一个偏振片与一个  $\lambda/4$  片放在激光器前。哈根洛克(Hagenlocker)与雷多(Rado)<sup>[1]</sup>曾用过这种  $\lambda/4$  片。但是我们发现，即使应用  $\lambda/4$  片也能发生再激射作用，因此又加上这块偏振片。所用的气体室长度为 6 厘米、20 厘米及 100 厘米；较短的一些，可用到 408 个大气压。安装光电二极管来记录从上述小室散射来的光，或者记录从大约 16 米光程延迟后的激光。一个照亮毛玻璃屏的分束器（在某些情况中还使用一个 8% 的反射镜）放在备有照相机的法布里-珀罗干涉仪前。56 毫米的间隔物用来测量声速。

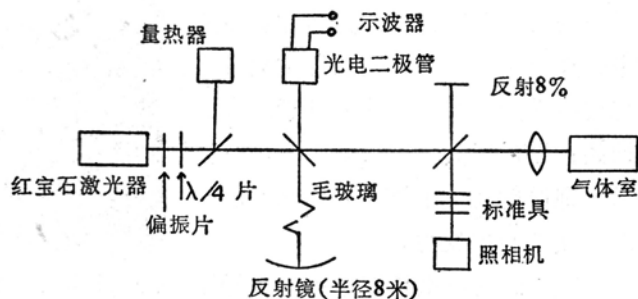


图 1 布里渊散射定量测量的实验装置。

透过小室的光可用来照亮一台用于喇曼光谱学的 2.5 米华兹华斯 (Wadsworth) 摄谱仪。

### A. 喇曼谱与击穿

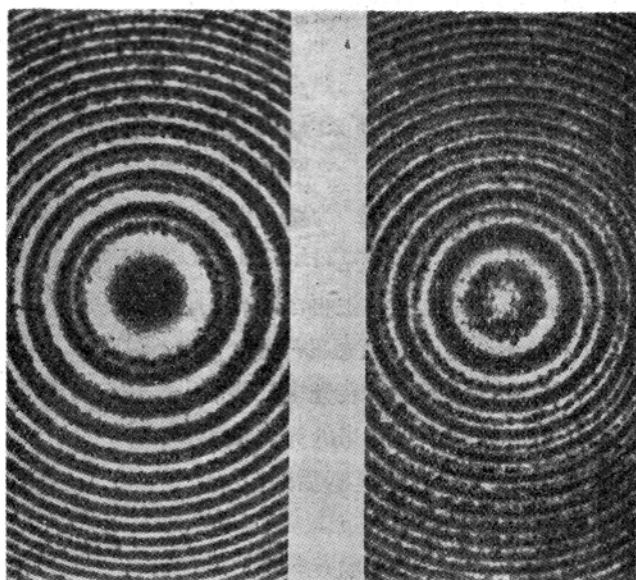
杜马坦 (Dumartin) 等<sup>[2]</sup>报导了气态  $N_2$  的受激喇曼谱。在压强超过 340 个大气压时, 我们证实了他们的观察, 但是只有在使用高达 408 个大气压压强时, 才能观察到第一条斯托克斯线与两条反斯托克斯线。看起来, 在这些实验中, 激光器的谱线宽度极为重要, 它允许沃达 (Vodar) 等在低于本研究所用的功率水平上, 观察到较高次的喇曼线, 而不产生由明克 (Minck)<sup>[3]</sup>及吉耳 (Gill) 与杜格耳 (Dougal)<sup>[4]</sup>报导的击穿。

### B. 布里渊散射

对于宽范围的脉冲长度、入射能量及  $N_2$  与  $CH_4$  气体压强来说, 确定了在斯托克斯位移频率处反向散射回来的辐射量。这个辐射量是通过在示波器上的偏转, 同以一些标定过的反射镜代替透镜与吸收室时所产生的量进行比较而确定的。延迟的激光脉冲用于监视输入功率。在确定位于频率位移布里渊分量处的光量时, 考虑了从透镜及室窗上反射的光。

观察到当 0.06 焦耳以上的能量被散射到激光器内时, 激光器能产生再激射作用, 并在移频处产生一个放大的脉冲。如果发生这种再激射作用, 则如上述那样使用偏振片与  $\lambda/4$  片, 使得观察到一个布里渊分量。这保证了量热器与光电二极管给出正确的入射功率指示<sup>[5]</sup>。

关于布里渊散射光可以进行几种观察。第一, 正如在液体中已经观察到的<sup>[6]</sup>, 辐射以等于初始激光束发散度的会聚度返回激光器。因此, 射到位于标准具前毛玻璃上的光斑直径很小, 使在干涉图的布里渊分量上呈现粒状, 而这种粒状不出现在激光分量上。第二, 注意到布里渊分量的谱线宽度可以大大地小于入射激光的谱线宽度。当布里渊散射处在能够探测的最低水平上时, 这特别显著。图 2 表明在  $N_2$  与  $CH_4$  中这些窄布里渊分量两个干涉图的一部分。这个结果指出, 最强的辐射的谱线宽度窄。第三, 对于最低的探测条件, 散射辐射的延续时间可以小到 2 毫微秒。图 3 表示入射到光电二极管上的功率的时间展开。第一个突起部分是从透镜与室窗上反射的激光, 迭加在这部分之上的是尖锐的布里渊散射辐射。第二个尖峰是监视激光功率所用的延迟并衰减的激光脉冲。看起来, 如果压强很低, 则散射主要发生在透镜的焦点与入射功率处于最大的期间; 而对于大功率入射及高压强情况, 则散射在整个体积内及脉冲的全部延续期间中发生。



(a) 处于 17 个大气压的甲烷。

(b) 处于 48 个大气压的氮。

图 2 说明布里渊散射光的光谱锐度的干涉图。

在最近的一篇论文中<sup>[7]</sup>, 报导了在压强降到 61 个大气压的  $N_2$  中以及

压强降到 27 个大气压的  $\text{CH}_4$  中探测到布里渊散射。这是散射强到足以用宝石激光器产生再激励与放大的最低压强。应用一个激光放大器，哈根洛克与雷多<sup>[1]</sup>探测到压强低到 10 个大气压的  $\text{N}_2$  中的散射。看来与在拉曼散射中观察到的相同，不存在任何鲜明的阈值，探测到布里渊散射的必要条件要根据探测的灵敏度确定。用一个 15 厘米透镜把光对称地聚焦到一个 20 厘米小室中，图 4 把从  $\text{N}_2$  反射的不同的入射功率表示为压强的函数。这些曲线的形状同布鲁尔 (Brewer)<sup>[6]</sup> 表示液体的曲线形状相似，对于比较大的能量输入，饱和很明显。

在所有情况中，无论入射光束还是散射光束，我们引用的都是平均功率值。因此，可以从图 4 的数据确定反射系数。依据所表示的所有的功率值，这倒很有实际意义。但是，由于在上述最低条件时，散射光束有时间的窄度，就不能预言对于在曲线最低值处所散射的那部分能量。

从一些初步实验，便可明显看出，在入射功率、会聚透镜的焦距、室的程长及气体压强之间必须存在着某个关系，这关系与受激喇曼谱所报导的关系相同<sup>[8]</sup>。这个关系预言，为使从某种气体散射的功率量是给定的，与下式表示的增益  $G$  必须维持相同数值，

$$G \sim DP_0 \int_{l_1}^{l_2} dl/A,$$

式中  $D$  表示气体压强或密度， $P_0$  为入射功率， $A$  是沿路程  $l$  通过这种气体时光束的横截面积。

作为对这个关系的一次检验，对于给定的入射功率，用一个 50 厘米的透镜对称地聚焦到处于 163 个大气压的 6 厘米的小室中，计算出增益。使用同样的入射能量与透镜，但是聚焦在小室的一端而不是聚焦在其中心，同样的散射则需要 197 个大气压。入射功率的一半也同样需要初始情况压强的两倍。应用对称聚焦到 20 厘米小室中去的 50 厘米透镜，可以做进一步的检验。在此小室中，82 个大气压的压强与处于 41 个大气压的 100 厘米的小室产生相同的反射功率。实验确定的压强在 5% 的范围内。

在图 5 中证明了上述关系，它表明对于各种功率输入，从一个 20 厘米小室中处于 272 个大气压的  $\text{N}_2$  反射的

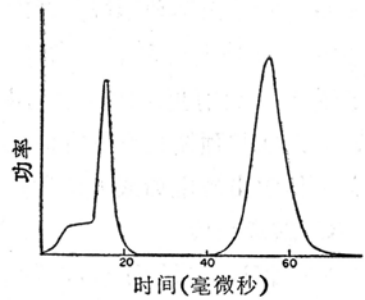


图 3 光电二极管接收功率的时间显示。第一个小峰是由透镜与小室的反射造成的。尖锐的迭加峰是由布里渊散射功率造成的。更大的峰用以监控激光输入功率。

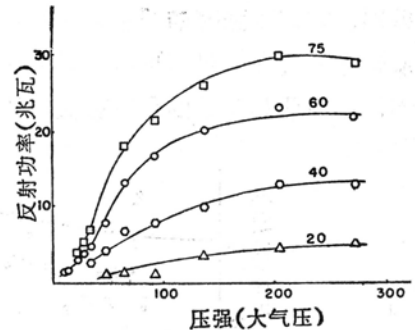


图 4 对于不同的输入功率(兆瓦)而言，从  $\text{N}_2$  散射的功率表示为压强的函数。用 15 厘米的透镜把激光对称地聚焦到 20 厘米的小室中。

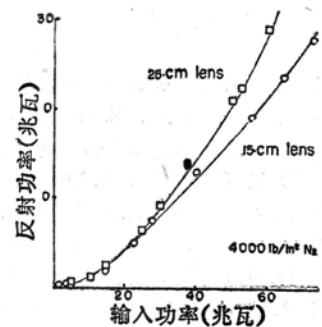


图 5 在 20 厘米小室中两种不同的会聚透镜，对  $\text{N}_2$  散射的功率表示为激光输入功率的函数。

功率量。表示出两种不同焦距的透镜的结果。25 厘米透镜对应的增益为对称地聚焦在 20 厘米小室中的 15 厘米透镜增益的 87%。因此，可以预料，在给定的压强与输入功率处，应用 15 厘米透镜会有更多的反射功率。对于低功率输入，两条曲线接近相同，但在更高的功率处，曲线在与预期相反的方向上发射。在反向散射回来的辐射中的这种减少，大概是由于在此种气体中出现电离或击穿所造成。由于这种原因，图 4 中的曲线在高压强时可以有负斜率。

### C. 超声速度

前一篇论文报导了较高压强的  $N_2$ 、 $CO_2$  及  $CH_4$  中的声速<sup>[7]</sup>。这些实验指出，声速太小，不能用经典的绝热假设解释，外推到一个大气压，则给出等温速度。哈根洛克与雷多所做的测量指出更小的速度<sup>[1]</sup>。压强较低时，在  $300^\circ K$  处所完成的另一些实验指出，在接近 1 千兆周的频率测得的声速继续减小到一个最小值，然后增加到接近绝热速度。 $N_2$  的这一情况表示在图 6。还绘出表示我们以前测量的线以及由莱坎(Lacam)测出的超声速度<sup>[9]</sup>与由霍奇(Hodge)测出的声频速度<sup>[10]</sup>的曲线。图 7 表明  $CH_4$  的相应结果，所画的线表示由瑙里(Naury)与莱坎(Lacam)测出的超声速度<sup>[11]</sup>及我们以前工作的数据。考虑到被测量的频率有差别，在高压强时的测量似乎很符合。在较低压强处的性能尚需要解释，也许还需要一些实验数据。现在测量布里渊环系的能力限制了能用的压强。由于较低的压强需要较高的激光功率，而与此相联系的会有较大的谱线宽度，因此环系不能完全分辨。

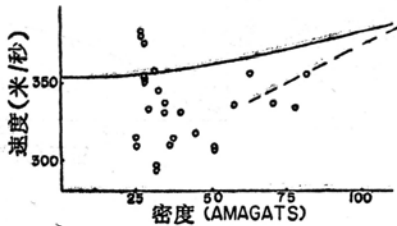


图 6  $300^\circ K$  时，在  $N_2$  中的声速表示为压强的函数。虚线指出我们以前的结果<sup>[7]</sup>，实践指出莱坎与霍奇的结果<sup>[10]</sup>。

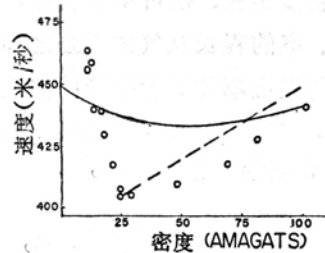


图 7  $300^\circ K$  时，在  $CH_4$  中的声速表示为压强的函数。虚线指出我们以前的结果<sup>[7]</sup>，实践指出瑙里与莱坎的结果<sup>[11]</sup>。

### 参 考 文 献

- [1] E. E. Hagenlocker and W. G. Rado, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 236 (1965).
- [2] S. Dumartin, B. Oksengorn, and B. Vodar, *Compt. Rend.*, **259**, 4589 (1964).
- [3] R. W. Minck, *J. Appl. Phys.*, **35**, 252 (1964).
- [4] D. H. Gill and A. A. Dougal, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 458 (1965).
- [5] T. A. Wiggins, R. V. Wick, D. H. Rank, and A. H. Guenther, *Appl. Opt.*, **4**, 1203 (1965).
- [6] R. G. Brewer, *Phys. Rev.*, **140**, A800 (1965).
- [7] D. H. Rank, R. V. Wick, and T. A. Wiggins, *J. Opt. Soc. Am.*, **56**, 174 (1966).
- [8] R. V. Wick, T. A. Wiggins, and D. H. Rank, *Appl. Opt.*, **5**, 473 (1966).
- [9] A. Lacam, *J. Phys. Radium*, **14**, 351 (1953).
- [10] A. H. Hodge, *J. Chem. Phys.*, **5**, 974, (1937).
- [11] J. Naury and A. Lacam, *J. Phys. Radium*, **15**, 301 (1954).

原载 *Appl. Opt.*, 1966, **5**, No. 6, 1069—1072 (郑承恩译, 王克武校)