気体レーザー

大阪大学工学部　犬石嘉雄・川辺和夫

1. はじめに

気体で連続的なレーザー発振が観測されたのは，1961年 Javan[1] らが He と Ne の混合気体で5本の赤外部における遷移によるコヒレントな光を見出したのがはじめである．その後今日まで数多くの研究が行われ，現在では 5940 Å から 35μ にいたる広い波長範囲にわたって連続発振のできる気体レーザーが得られるにいたった．

気体レーザーの特長としてまず第一にそのスペクトル線の自然幅が極めて狭く（2cps くらいのもある[2]）その周波数の安定度が極めて高いことをあげるべきだろう．ルビーレーザーにみられるようなスパイク発振はなく波形がきれいで，単一モード動作の可能性もあり，干渉可能な長さが極めて長く，ビームの指向性がよく，CW発振が容易で発振周波数が安定しているというように数々の利点を持っているために，気体レーザーはその出力がルビーレーザーなどに比して格段と低いにもかかわらず広範な応用が可能であると共に，基礎的研究にも適している．

本稿では以下まず気体レーザーの代表例として，現在最もよく研究されている He と Ne の混合気体によるレーザーについて述べ，次に一般的な気体レーザーの pumping の方法とそれを利用した色々の気体レーザー，および共振系の条件などについて簡単に紹介したい．

2. He—Ne レーザー

現在普通に行なわれている He—Ne レーザーは図1に示すように放電管と Fabry-Perot 干渉計と呼ばれる二枚の対立する反射鏡とから成る．放電管には普通 He を 1.0 mmHg，Ne を 0.1 mmHg の割合で混合した気体を封入する[1]．既に概説で述べられたように，レーザー作用を起させるには，上のエネルギー準位にある原子数を下の準位にある原子数よりも多くし，いわゆる負温度（分布反転）の状態を作り出してやらねばならない．He 及び Ne の原子のエネルギー準位は図2に示すようになっているが[3]，放電管に高周波放電（たとえば 30 Mcps）

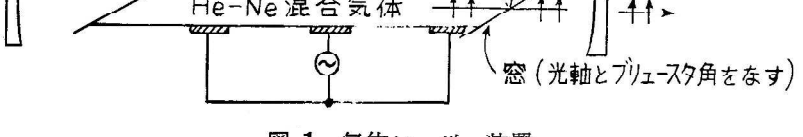

図1　気体レーザー装置

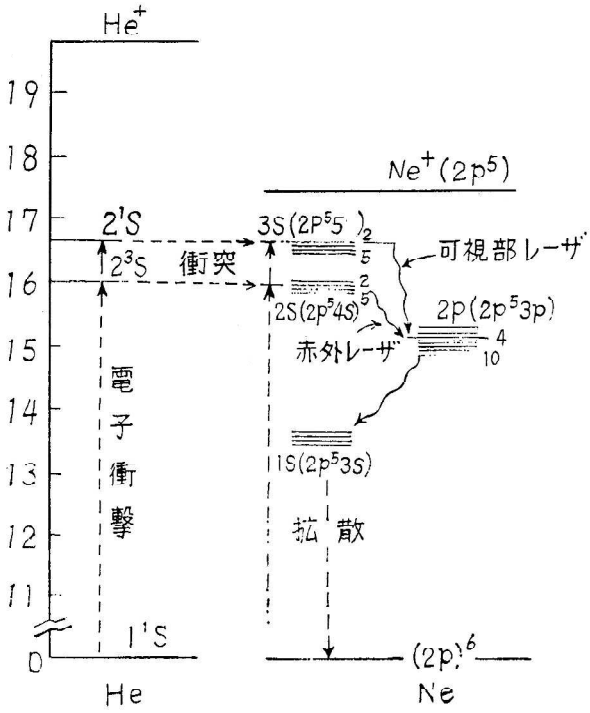

図2　He—Ne のエネルギー準位図

を起してやると，放電で生じた高速の電子が He 原子に衝突して，それを色々な励起状態に励起する．この励起された電子が下のエネルギー準位に次々と落ちて行くとき，いくらかのものは図2に 2^3S と記した準安定状態に落ちる．準安定状態にある He 原子は寿命が長いから，Ne 原子と衝突する機会が多い．Ne 原子の励起状態のうち図に 2s（Paschen の記号；電子配置は $2p^5 4s$）と記した準位は4本にわかれているが，その一番上の $2s_2$ は He の 2^3S と 0.04 eV しか離れていないため，He（2^3S）は基底状態にある Ne といわゆる第2種の衝突を行なって Ne の電子を 2s に励起し，自分は

基底状態に落ちる．Ne(2s)の下の準位は 2p（電子配置は図を見られたい），その下が 1s であるが，2s→2p の自然放出の寿命が 0.1μsec 程度であるのに，2p→1s の自然放出の寿命は 0.01 μsec くらいであるので，He と Ne との第2種の衝突で Ne(2s) がどんどん作られれば，2s，2p 間に分布反転が生じたエネルギーの高い 2s 状態の原子数が 2p にくらべてどんどん増えるから，ここにレーザー作用が行われるのである．

この分布反転が起りにくくなればそれだけレーザー作用が起りにくくなるのであるが，その原因として次の二つが重要である．一つは高周波放電の際に Ne 自身が自由電子との衝突によって色々の準位に励起されてしまうことであり，従ってこれを避けるために He にくらべて Ne の濃度を相当低くしてある．もう一つはいわゆる radiation trapping とよばれるものである．Ne の 1s は準安定状態であるるから，連続的に pumping を続けていると 1s にある原子数が増加して来る．2p から 1s に電子が落ちる時に出る光は，1s 原子の数が多ければ，気体から外に出るまでにもう一度 1s を 2p に励起し，従って 2p 原子の数が増え，分布反転の妨げとなる．従ってこのレーザーの出力は 1s 状態の Ne が消失する速さに支配される．不純物原子がなければ，1s 状態の Ne 原子は拡散によって壁と衝突して基底状態に落ちるから，放電管の径が細い程 gain はよくなる．

この 2s→2p 遷移によるレーザーは波長 1.15μ 附近の赤外部に観測される．現在観測されているものを**表1**にまとめて記してある．その後 White ら[4]は Ne の 3s →2p 遷移による可視部（赤，波長 6328 Å）のレーザーができることを見出した．これはやはり高周波放電によって 2^1S に励起された He 原子が Ne 原子と第2種の衝突を行って，2^1S のすぐ近くにある 3s 状態に Ne を励起し，ここと 2p との間で分布反転を起させるのである．

表1 He—Ne レーザーにみられる誘導放出

波長 (μ)	遷移 (Ne原子)	圧力 mmHg	Gain (percent/m)	出力 (mW per beam)
0.6328	$3S_2$—$2P_4$	$P_{He}=0.5$, $P_{Ne}=0.1$	2	4
1.0798	$2s_3$—$2p_7$	$P_{He}=1\sim2$, $P_{Ne}=0.1\sim0.2$		
1.0845	$2s_2$—$2p_6$			
1.1143	$2s_4$—$2p_8$			
1.1177	$2s_5$—$2p_9$			
1.1390	$2s_5$—$2p_6$			
1.1409	$2s_2$—$2p_5$	$P_{He}=1$, $P_{Ne}=0.1$	12	20
1.1523	$2s_2$—$2p_4$			
1.1601	$2s_2$—$2p_3$	$P_{He}=1\sim2$, $P_{Ne}=0.1\sim0.2$	2	1
1.1614	$2s_3$—$2p_5$			
1.1767	$2s_2$—$2p_2$			
1.1985	$2s_3$—$2p_2$		6	3
1.2066	$2s_5$—$2p_6$			
1.5231	$2s_2$—$2p_1$	$P_{He}=0.5$, $P_{Ne}=0.1$	1.6×10^4	10
3.3913	$3s_2$—$3p_4$			

3. 発振の条件[5]

発振が起るためには，単位長さ当りの光の gain が loss より大きくなければならない．

大ていの気体レーザーに用いられるような低圧気体ではスペクトル線の幅の拡がりの原因は原子の熱運動から生ずるドプラー効果にあると考えてよい．このような場合，単位長さ当りの強度の gain は

$$g(\nu)=\frac{1}{I}\frac{dI}{dx}=g_0\exp\{-[4\ln2(\nu-\nu_0)^2/(\Delta\nu_D)^2]\}$$
$$\simeq g_0\exp\left\{-\left(\frac{\nu-\nu_0}{0.6\,\Delta\nu_D}\right)^2\right\} \qquad (1)$$

で与えられることが知られている．ここで $\Delta\nu_D$ はドプラー効果による半値幅を表わし

$$\Delta\nu_D=2\nu_0\sqrt{\frac{2kT}{Mc^2}\ln2} \qquad (2)$$

ただし k はボルツマン定数，T は絶対温度，M は原子の質量である．g_0 はドプラー効果で広がった線の中心における単位長さ当りのエネルギー利得で

$$g_0=\sqrt{\frac{\ln2}{\pi}}\frac{g_2A_{21}}{4\pi}\left(\frac{N_2}{g_2}-\frac{N_1}{g_1}\right)\frac{\lambda_0^2}{\Delta\nu_D} \qquad (3)$$

で与えられる．N_1，N_2 はそれぞれ上及び下の準位に分布している原子の密度，g_1，g_2 はそれに対応する統計的重み，λ_0 は誘導放出遷移の中心の波長，A_{21} は Einstein の自然放出確率である．

一方 loss の原因としては次のようなものが考えられる．(1)反射鏡からの透過及び鏡による吸収，(2)放電管中の気体による吸収，(3)光学的に不均一な部分による散乱，(4)反射鏡での回折．これらの loss のうち反射，回折によるものが通常大きいが，それらは光学系の幾何学的形状によって異る．現在のところ誘電体多層膜の反射鏡を用いても，干渉計部分の一回の往復での loss を 1% より遙かに小さくすることは難しい．従って発振のためには1メートル当りの gain が少くとも1%以上でなければならない．上式を用いて波長1μ についてこの gain を得るための条件を計算すると，上のエネルギー準位の原子は毎秒 10^{14} cm^{-3} づつ作られねばならないことになる．

連続発振が起るためには，下の準位にある電子がどんどん減らなくてはならない．下の準位にある原子が光を出したり，あるいは非弾性衝突をしたりしてなくなって行く割合を R_1 とすると，その準位の原子の密度は

$$dN_1/dt=-R_1N_1+A_{21}N_2 \qquad (4)$$

によって変化する．ところで(3)から，gain があるためには $N_2/g_2>N_1/g_1$ でなければならないから，下の準位の原子数がその条件で定常状態を保てるためには

$$R_1 > A_{21}(g_2/g_1) \qquad (5)$$

を満足しなくてはならない．

4. 励起の機構

すでに述べたように，He—Ne レーザーの場合には，Ne の励起はまず高周波放電中の電子衝突で励起された He が Ne と第2種の衝突をするという過程を通じて行われる．しかし励起の仕方はまだ他にも色々とあって，その励起方法によってまた違った種類の気体レーザーが開発されている．この節では励起の機構について概観しておこう．具体的な例は次節でのべる．

4. 1. 電 子 衝 撃

気体で分布反転を起させるのに最もよく用いられている方法である．色々な気体に対してこの方法の適している理由は，衝突の際のエネルギー差が割合大きくても（ΔE=1～100 eV）励起の断面積が相当大きいところにある．原子を基底状態からm番目の準位にあげる断面積は第一近似において，両状態間の電気双極子による遷移，従って光学的に許された遷移の確率に比例すると考えてよいことが量子力学によって示される[6]．従って基底状態に光を出して遷移する確率の大きい原子は電子衝撃によって励起される確率もまた大きい．

この理由で最初純粋の He に対してこの方法が提案され[7]，現在では Ne, Ar, Kr, Xe についてこの方法でレーザーが成功している．He—Ne レーザーでも励起機構の前半（He の励起）にはこの方法が使われている．

4.2. Optical Pumping

固体レーザーで成功したこの方法は気体では適しているとはいえない．その理由は固体の吸収帯が相当幅広いのに対し，気体では吸収線の幅はすでに述べたようにドプラー効果で主として決まり非常に狭い．従って気体にこの方法を適用しようとすれば，pumping の光の波長を吸収線のそれに非常によく一致させなくてはならない．共鳴吸収線の場合その中心では励起断面積は非常に大きいが，これを使って上の準位を pumping する場合には，放っておけば直ちに基底状態に落ちてレーザーにならないから，別に空の準位を探して，そことの間に分布反転を起してやらねばならない．このように面倒な条件があるために特別の場合しか使われないが，後に述べるセシウムレーザーはこの例である．

4. 3. 原子と原子との非弾性衝突

励起状態にあるX原子（X*）と基底状態にあるY原子とが非弾性衝突をして

$$X^* + Y \rightarrow Y^* + X + \Delta E \qquad (6)$$

という反応を起す過程は次のように説明されている[8]．衝突した瞬間 X*Y という分子ができると考える．**図3**において，この二つの原子は無限遠から X*，Y とかかれたポテンシャル曲線の上を走って来て R_0 で衝突した時，X，Y* という方の曲線に乗り移り再び無限遠に去る．

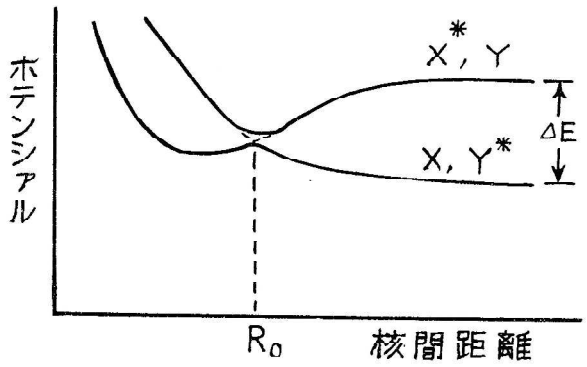

図 3 原子と原子との非弾性衝突の説明図

このようにして解析された結果では，衝突断面積は ΔE によって大きく変り，ΔE が 0 に近ければ断面積は大きく（$\simeq 10^{-13}$cm²），kT の程度では中位（$\simeq \pi a_0^2$，a_0 はボーア半径），それ以上になると 10^{-20}cm² 以下となる[6]．従ってこの方法では準安定な X* とエネルギーの極めて近い励起状態をもったものを探さなくてはならない．He—Ne レーザーはこの方法を用いている．

4. 4. 分子の衝突解離

分子と原子との非弾性衝突は少くとも三体問題となるので理論的な解析はほとんどなされていない．しかし

$$X^* + Y_2 \rightarrow Y^* + Y + X + \Delta E \qquad (7)$$

という反応において，エネルギー差 ΔE が 1～2eV あっても衝突断面積は割合大きい（$\simeq 10^{-15}$cm²）ことが知られているから，この反応もレーザーに利用し得る可能性がある．

この反応は**図4**に示したように Y_2 分子の基底状態の上の励起状態 Y_2^* がエネルギー的に不安定な反撥的なポテンシャルを持っていると考えることによって大体説明できる．矢印で示したところは Frank-Condon の原

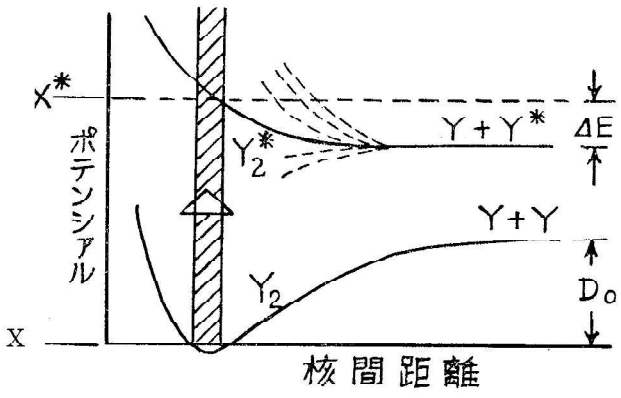

図 4 分子の衝突解離の説明図

理の成り立つ範囲での励起を示す．衝突時間は普通の分子振動の周期と似たものであるから，この原理が成り立つかどうかは直ちにはわからないが実験的には近似的に成り立つことが見出されている[9]．

このような方法で励起原子を作ることは，Ne—O_2，Ar—O_2 レーザーで成功している．

5. その他の気体レーザー

5. 1. He—Xe レーザー[10]

これは He—Ne と全く同じ機構のレーザーで Xe の 3d→2p 遷移により約 2μ から 13μ の波長範囲にわたって誘導放出が観測されている．

5. 2. セシウム レーザー[11)14)]

He の 3^3P—2^3S 遷移によって 3888Å に出る強い線の中心は，Cs の $6S_{1/2}$—$8P_{1/2}$ 遷移の共鳴吸収線の中心とドプラー幅の半分の差程度で一致するので，He の放電管は Cs($8P_{1/2}$) の準位を optical pumping するのにあつらえ向きの光源となる．**図5** に示すように下のレーザー準位には $6D_{3/2}$，$8S_{1/2}$ が使われ，分布反転の密度はいずれも 10^8 原子/cm³ くらいで，7.2μ，3.2μ の誘導放出が得られる．ピークの出力は 1W 程度である．

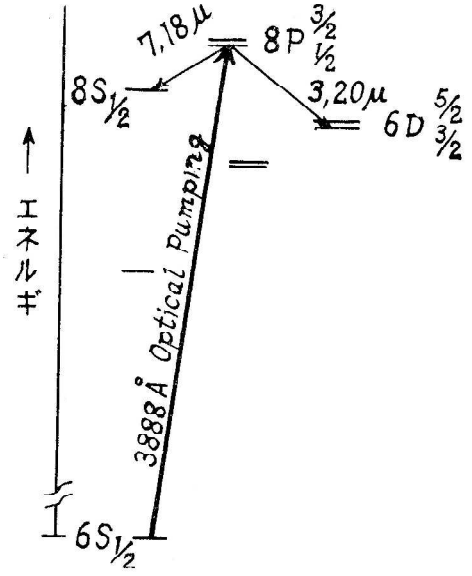

図 5　セシウム レーザー

5. 3. Ne—O_2，Ar—O_2 レーザー[12)]

Ne 0.35 mmHg に対して O_2 を 0.014mmHg，あるいは Ar 1.3mmHg に対して O_2 ： 0.036mmHg 混合した気体を高周波で放電すると Ne や Ar の励起状態 (^3P) がまずでき，この励起原子が O_2 分子と衝突して解離が起る．その様子を**図6**で示す．第1近似で Frank-Condon の原理が成り立つとすると，励起された稀ガス原子と衝突した基底状態の酸素分子は図の斜線を引いたあたりに励起され，その多くは点線で示した不安定な反撥的ポテンシアル曲線に沿って解離する．Ne—O_2 レーザーで見られる 8446 Å の誘導放出は 3^3P と 3^3S の間で行われるのであるが，3^3S→2^3P 遷移は 1300 Å に非常に強い光を放って起り，3^3S の寿命は 10^{-9}sec の程度である．一方 3^3P_2 の寿命はその約30倍あるから，ここに分布反転が生じるのである．

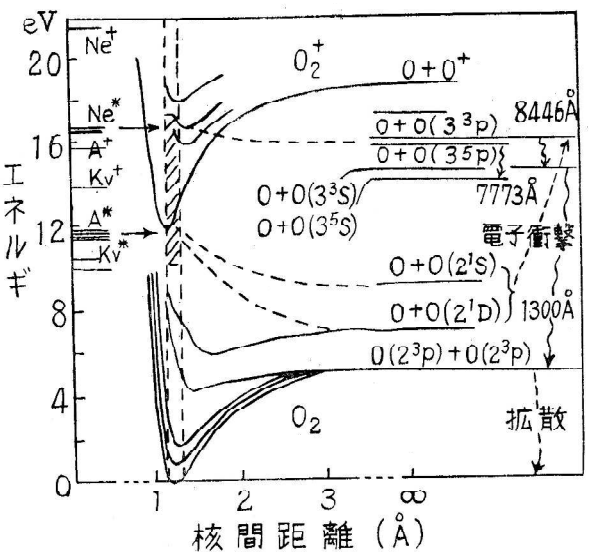

図 6　Ne—O_2，Ar—O_2 レーザー

5. 4. 純稀ガスレーザー[5)]

純粋の Ne，Ar，Kr，Xe の基底状態の電子配置は $(np)^6$（nはそれぞれ2，3，4，5）であるが，高周波放電の際電子衝撃によって

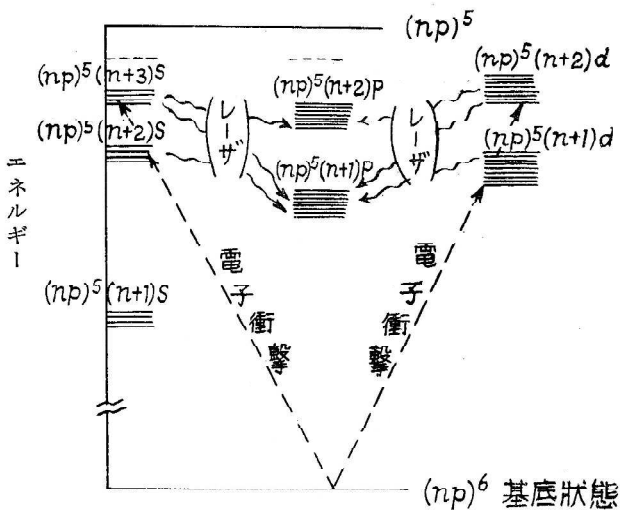

図 7　稀ガスレーザー

$$e+(np)^6 \rightarrow (np)^5 ms+e$$
$$e+(np)^6 \rightarrow (np)^5 md+e$$

という反応が起る．ただし $m=n+1$, $n+2$ 等々である．そして**図7**でレーザーと記した遷移によって誘導放出が得られる．非常に多くの誘導放出（Neでは50～100本）が観測されているが，そのうちNeの $6p \rightarrow 5d$ 遷移によるものの中で 34.532 μ にみられるものは現在では最も長波長のレーザーである[13]．

6. 共　振　系

レーザー発振を起させるために通常放電管の両端に平行に対立する2枚の反射鏡をおき，光がその間を何回も往復することによって誘導放出光を強くすることが行われる．すなわちこのFabry-Perot干渉計が空洞共振器の役目をするわけである．最初Javanらが，He—Neレーザーに成功した時は放電管と反射鏡とをベロー管でつないで一体としていたが，現在では図1のように放電管と反射鏡とを別々にして用いることが多い．その方が調節も容易でガス出しもしやすく，反射鏡面が放電でよごれることも防げる．放電管の窓を光軸に対してブリュースタ角にすることによって入射面に垂直に振動する平面偏光はすべて反射によって光軸からそれてしまい，共振系を往復する光は入射面に平行に振動する平面偏光のみとすることができる[15]．ブリュースタ角 θ_b は窓の材料の屈折率を n とすると $\tan\theta_b=n$ できまる．ガラス($n=1.52$)では $\theta_b=56^\circ 40'$ となる．

共振系の loss を少くするための条件としては，まず光が何度も鏡の間を往復する間にそれないようにしなくてはならない．これは幾何光学的条件である．次に波動光学的条件として，一方の鏡（半径 a_2）のところで他の鏡（半径 a_1）の張る角が回折角より大きくなければならない．従って光の波長を λ，反射鏡間の距離を d とすれば

$$a_1 a_2/\lambda d \simeq 1 \qquad (8)$$

という関係を満足しなければならない．

図8にこのような共振器としての鏡の配置の例を示してある．平行平面鏡に比べて confocal あるいは concentric な配置の方が調整は容易である．

光学的周波数におけるモードの数は非常に多いために，数個のモードのみが高い Q をもつようにすることはそれ程容易ではない．

モードの計算は次のようにして行われる．細い光のビームがあってその phase front で反射面と交るという条件でマクスウェルの方程式を解く．あるいは，一方の鏡によって照らされている他方の鏡面での電界の強さ，および反射光の電界の強さをハイゲンスの原理で求めることにより，モードと回折損失とを計算する[10]．このような理論的解析は実験と比較的よく一致する結果を与える．

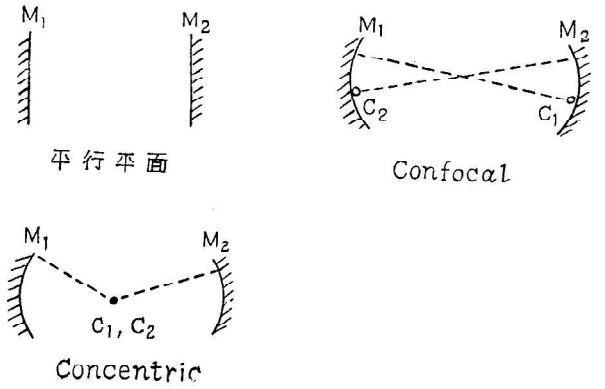

図 8　共振器としての反射鏡の配置例

7. む　す　び

レーザーの応用については別に述べられているので，気体レーザーの特徴をふり返ってこの稿を終りたい．

第一に気体レーザーからの光はスペクトル幅が非常にせまく，従って単色性，コヒレンシーが極めてよいことが特徴としてあげられる．このことはレーザーとして非常に優秀なことを示している．この直接の利用としてはたとえば非常に長距離の干渉測光が可能となり，従って長さの標準として使われる可能性もある．

第二に連続発振が容易で波形が比較的きれいなことである．パルスでなく連続発振の可能なことはすべての応用にとって有利なことであるが，とりわけ通信への応用には重要であろう．色々な技術の開発，たとえば photomixing とか，光高調波の発生とかにおいてもこの点は有用である．事実最近 He—Ne レーザーの 6328Å の線を燐酸アンモニウムの単結晶にあて光高調波の連続発振が観測されている[17]．

その他磁界をかけてゼーマン効果によって出力周波数を変調できるとか，比較的少数のモードのみを励起できるとかその他色々と利点はあるが，気体を低圧で使用する以上どうしても出力を他の，たとえばルビーレーザー程大きくできないのはやむを得ない．

文　献

1) A. Javan et al. : Phys. Rev. Lett. **6** (1961) 106
2) A. Javan et al. : J. Am. Opt. Soc. **52** (1962) 96
3) たとえば W. R. Bennett, Jr. : Appl. Opt. Supplement 1 (1962) 39 又は A. Yariv et al. : Proc. IEEE **51** (1963) 15
4) A. D. White et al. : Proc. IRE **50** (1962) 2366
5) W. R. Bennett, Jr. : op. cit.

6) H. S. W. Massey and E. H. S. Burhop : Electronic and Ionic Impact Phenomena (1952)
7) J. H. Sanders : Phys. Rev. Lett. **3** (1959) 86
8) L. Landau : Phys. Z. Sowj. **2** (1932) 46 ; C. Zener : Proc. Roy. Soc. **137** (1932) 696
9) W. R. Bennett, Jr., Ann. Phys. **18** (1962) 367
10) C. K. N. Patel et al. : Appl. Phys. Lett. **1** (1962) 84, W. L. Faust et al. : Appl. Phys. Lett. **1** (1962) 85
11) P. Rabinowitz etal. : Appl. Opt. **1** (1962) 513
12) W. R. Bennett, Jr. et al. : Phys. Rev. Lett. **8** (1962) 470
13) C. B. G. Garrett : Symposium on Opt. Masers (Polytech. Inst. Brooklyn) (April 1963)
14) S. Jacobs etal. : Phys. Rev. Lett. **8** (1961) 415
15) W. W. Rigrod et al. : J. Appl. Phys. **33**(1962) 743
16) A. G. Fox and T. G. Li : Bell. Syst. Tech. J. **40** (1961) 453
17) N. I. Adams et al. : Appl. Phys. Lett. **3**(1963) 19