

反射型速度變調管の試作について

熊谷寛夫・山田和郎・岩永賢三

On the Demountable Reflex Klystron

By Hiroo Kumagai, Kazuo Yamada and Kenzo Iwanaga.

ABSTRACT : The reflex klystron has found wide applications as local oscillators and power sources for microwave spectroscopy in pure physics. We designed a demountable klystron tube of the single-gap reflex type in order to examine the character of the tube itself. We used the oxide coated cathode in stead of the tungsten cathode and found that it had sufficient emissivity of electron and also had long life of several ten hours at the pressure evacuated by the two-stage oil diffusion pump designed in our laboratory. The wave length of the oscillator was 5 cm and the minimum starting current was 1.5 mA. The power output is sufficient for physical experiments in laboratories.

(1949年9月22日受理)

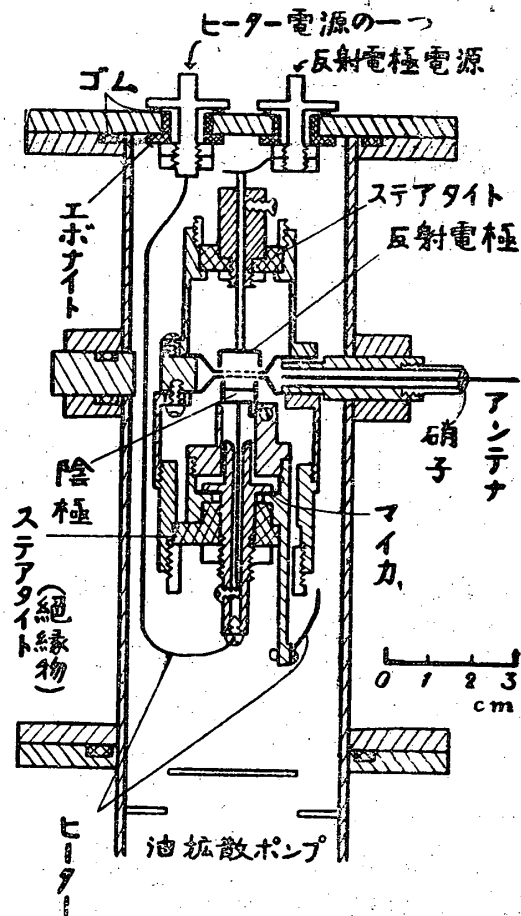
1. 緒言

速度變調管は米國に於てこの十年間に長足の進歩をとげ、波長 10 cm~0.5 cm のものが市販され、microwave spectroscopy 用の發振管としても廣くその需要に應じている。所が我が國では、この方面の進歩がおそく米國に遠く及ばず、廣く市販される日は未だしの感がある。

我々は microwave spectroscopy の實驗をするために速度變調管の試作に着手し、特にその内部構造が簡単に變えられるように組立式をとり、先ず目標を波長 5 cm 前後においた。排氣には筆者の一人(熊谷)と柴田英夫氏の設計にかかる油擴散ポンプを用い、陰極として最初タングステン纖維を使用した。後に酸化物陰極でも數 10 時間は充分電子を放射することが解つたので、實驗には専らこれを採用した。ちなみにこの油擴散ポンプは小さくて清潔な容器を排氣すれば、 $2 \times 10^{-6}$  mm Hg 以下の眞空を作るが變調管を作動させているときはその眞空度は測定されていず、大體  $10^{-4}$  mm Hg の程度であらうと思われる。

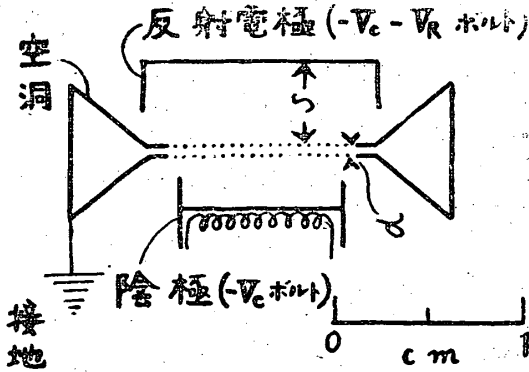
2. 組立式速度變調管の構造

第1圖は組立式速度變調管の断面圖であつて、極く一部を除いてはこの断面と直角な面で切れば圓形である。この設計はタングステン纖維を使用する意圖で製作したものを、そのまま酸化物陰極に流用しているので、陰極の構造がやや複雑になつてゐる。



第 1 圖

空洞は第2圖のように外径 20 mm, 内径 12 mm, 高さ 7 mm のドーナツ型で、グリッドは約 0.03 mm φ のタングステン線を 0.42 mm 間隔にあんだものを

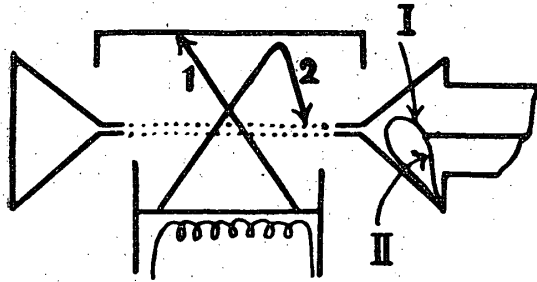


第 2 圖

使用した。

### 3. 實 験

1. 概説 空洞を接地して、陰極にマイナス數百ボルト ( $-V_C$ ) を、反射電極は陰極より更に負電圧 ( $-V_R$ ) をかけ、連続發振を行わせた(第2圖)。發振出力及び波長は出力、受信兩アンテナをほとんど接觸させ、共軸型レッヘル線で鑽石檢波器 (Silicon) による直接檢波で測定された。但し送受共にインピーダンス整合はとらなかつた。以下の實驗結果は特に斷らないかぎり、第3圖 II の loop によつて出力をとり出したものである。



第 3 圖

2. Lafferty による理論<sup>(1)</sup> Lafferty は電子流と電場が共に一次元的にのみ變化してしかも空間電荷の影響がない場合について詳細な理論を出している。我々の場合は後に述べるが、電子流も電場も一次元的でなく嚴密にはこの理論はあてはまらないが、少くとも定性的には重要な關聯があるので、必要な式だけ引用する。

空洞に  $V_C$  ボルト、反射電極に  $-V_R$  ボルト(陰極に對して) をかけたとき、 $\alpha, \beta$  を次のようにおく。

$$\alpha = t_1 \omega = 3179(d/\lambda)1/V_C^{1/2}$$

$$\beta = t_2 \omega = 12716(s/\lambda) V_C^{1/2} (V_C + V_R)$$

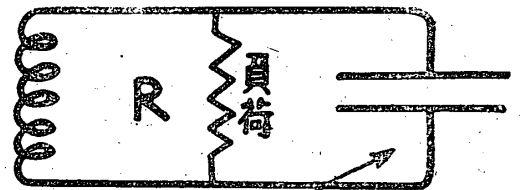
ここに  $\omega$  は發振角周波數、 $V_C, V_R$  はボルトで表わされている。 $t_1, t_2$  はグリッド間に電場のない場合、

グリッド間隙  $d$  を電子が通過する時間及び空洞から出た電子が反射電極で追い返されて再び空洞にもどつてくるまでの時間である。

發振に寄與する有效電流を  $I_0$  とすると、この電流が空洞に與える高周波の Power  $P_{ei}$  は、

$$P_{ei} = -2V_C I_0 \delta J_1(\beta \delta) \sin(\alpha + \beta) \quad (1)$$

ここに  $\delta$  は  $(V/2V_C) \times (\sin \alpha/2)/(\alpha/2)$  で定義される量で  $V$  はグリッド間に誘起される高周波電壓(グリッド間の電場が最も強くなつたときの電場にグリッド間の間隙  $d$  をかけたもの)である。又空洞及び負荷



空洞 第 4 圖

を第4圖のような等價回路で表わしたときのシャント抵抗を  $R$  とすると、空洞及び負荷で消費される power は

$$P_{out} = \frac{V^2}{2R}$$

となる。従つて

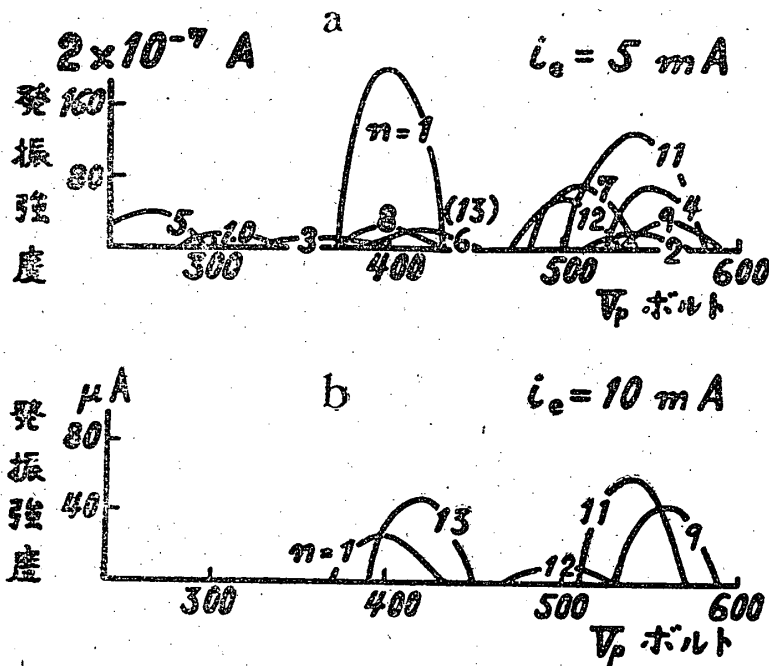
$$\frac{V^2}{2R} \leq 2V_C I_0 \delta J_1(\beta \delta) \sin(\alpha + \beta) \quad (2)$$

となれば發振し得る。Bessel 函數  $J_1(\beta \delta)$  を展開して、發振の持續する最小の電流  $I_S$  をもとめると、即ち(2)式の等號の成立する所では

$$I_S = [5.05 \times 10^{-6} / -\beta \sin^2(\frac{\alpha}{2}) \sin(\alpha + \beta)] \times [(d/\lambda)^2 / R] \quad (3)$$

となり、 $I_S$  は初期電流と呼ばれる。 $I_S$  を最小にする條件は、 $\alpha, \beta$  が大きければ  $\alpha = 2\pi(m+1/2)$ ,  $\beta = 2\pi(n+1/4)$  従つて  $\alpha + \beta = 2\pi(N+3/4)$  となり、 $\alpha \neq 0$  では  $\alpha + \beta = \beta = 2\pi(N+3/4)$  である。

3. 發振状態の一例 第1表は波長  $\lambda = 5.1$  cm の發振状態を表わしたもので、第5圖a及びbは第1表の狀態に於て空洞電流  $i_e$  が 5 mA 及び 10 mA のときの相對的發振強度を圖示したもので、第1表の  $n$  は第5圖の  $n$  に對應している。但し  $V_C = 200$ ,  $V_R = -204.5$  のときの空洞電流  $i_e$  と反射電極電流  $i_R$  との比は  $i_e : i_R = 1 : 2$  である。換言すれば、空洞より反射電極を +4.5 ボルトだけ高くして電極よりの二次電子の放射するのを妨げるような狀態で空洞及び反射電極



第 5 圖

に捕捉される電流の比は、1:2 である。即ち電子が空洞の二つのグリッドを通過する確率は 2/3 で、一つのグリッドを通過する確率は約 0.81 であり、この比はグリッドの構造から期待されるものと大體一致している。第1表の發振状態では  $\alpha=1.5\sim 2.5$ ,  $N=6, 7, 8$  を示している。

第 1 表

$d=0.65 \text{ mm}, s=4.2 \text{ mm}, \lambda=5.1 \text{ cm}$

$n$	$V_R$	$V_C$	$\alpha$	$\beta$	$\alpha+\beta$	$N$
1	20	400	2	48	50.0	7.25
2	20	540	1.5	41	42.5	6.05
3	40	364	2.1	47	49.1	7.20
4	40	552	1.5	40	41.5	5.95
5	70	262	2.5	48	50.5	7.25
6	70	420	2.0	44	45.5	6.85
7	70	510	1.6	39	40.6	5.75
8	90	400	2.0	41	43.0	6.05
9	90	560	1.5	36	37.5	5.15
10	110	310	2.2	42	44.2	6.25
11	110	540	1.5	36	37.5	5.15
12	130	500	1.6	36	37.6	5.15
13	140	420	2.0	36	38.0	5.20

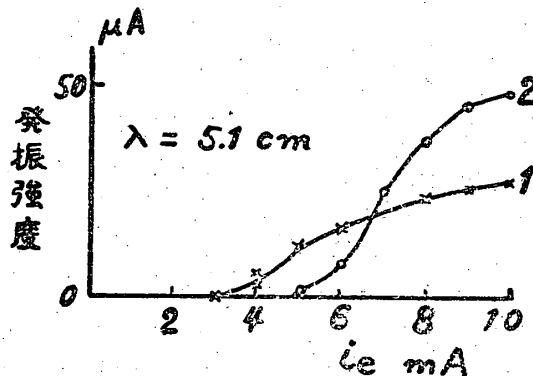
4. 出力について 第6, 第7圖は夫々  $\lambda=5.1 \text{ cm}$ ,  $\lambda=4.85 \text{ cm}$  ( $d=0.65 \text{ mm}$ ,  $d=0.80 \text{ mm}$ ) のいろいろな發振状態に於ける空洞電流と出力との關係を圖示したもので、第6圖1, 2の曲線は第1表  $n=1, 2$  に對應し、第7圖 a, b, c, d 曲線は夫々次のような發振

状態に於けるものである。

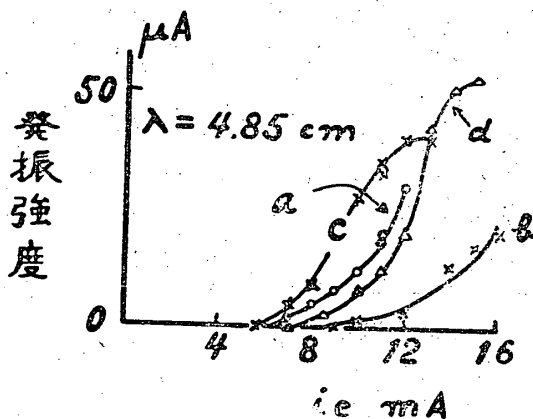
- a ;  $V_R=70, V_C=580$
- b ;  $V_R=160, V_C=600$
- c ;  $V_R=70, V_C=880$
- d ;  $V_R=90, V_C=552$

第8圖は  $d=0.65 \text{ mm}$ ,  $V_R=70$ ,  $V_C=480$ ,  $\alpha=1.8$ ,  $\beta=40.7$ ,  $\alpha+\beta=42.5$ ,  $N=6.05$ ,  $\lambda=5.1 \text{ cm}$  の状態で出力をとり出す。loop の大きさを第3圖 I, II と變えて、その出力と空洞電流との關係を圖示したものである。

第6圖, 7圖, 8圖共に coupling が小さいときは空洞電流が増せば出力は早く飽和し、coupling が大きいときは、なかなか飽和に達しない傾向がある。

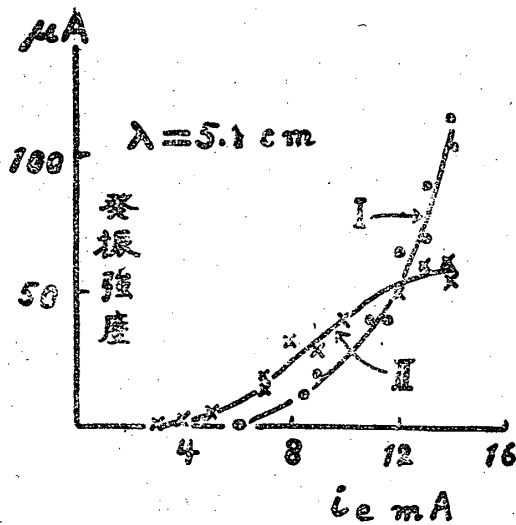


第 6 圖



第 7 圖

5. 初期電流及び空洞の Q 値 實際の場合は La-ferty の理論のように平行な電子ビームを出す事はむづかしく、陰極, 反射電極等の形によつても初期電流は變化する。第2圖はこれら電極の形を種々變えた内でもつとも初期電流の小さかつた形であつて第2圖で



第 8 圖

2の曲線は發振状態の電子流, 1の曲線は發振状態で反射電極の電壓を空洞電壓より更に4.5ボルトだけあげたときの電子流の方向を示している。

第8圖 IIの曲線で  $i_e = 3 \text{ mA}$  より發振が認められるから, 反射電極から追い返されて實際發振に寄與する電流  $I_s = 1.5 \text{ mA}$  となる。即ち一度グリッドを通過する毎に電流は0.8に減少するから  $I_s = 3 \times (0.8)^3 = 1.5$  となる。従つて(3)式を假りに適用して, この發振状態に於ける  $\alpha, \beta, d, \lambda$  等の數値をいれると,  $R = 16 \text{ k}\Omega$  を得る。又 Iの曲線の方は  $i_e = 6 \text{ mA}$  従つて,  $I_s = 3 \text{ mA}$  で  $R = 8 \text{ k}\Omega$  を得る。更に第2圖のような空洞では電場の energy はグリッドの間隙にのみ一様に分布されていると考えて良好な近似が得られるので, グリッド間の容量を  $C$  とすると, 空洞の  $Q$  値及びシャント抵抗  $R$  は簡単な計算<sup>(2)</sup>から

$$Q \leq 2000$$

$$Q = RC\omega \text{ 従つて } R \leq 33 \text{ k}\Omega$$

を得る。更に  $I_s = 1.5 \text{ mA}$  のときの  $R$  は,  $R = 16 \text{ k}\Omega$  となり, このとき energy の大部分が空洞で消費されると假定すると,  $Q = 960$  となる。従つて, 實際の空洞の  $Q$  値は  $2000 > Q > 960$  となり, 簡単に組立てた空洞でも豫想以上に  $Q$  は高い。

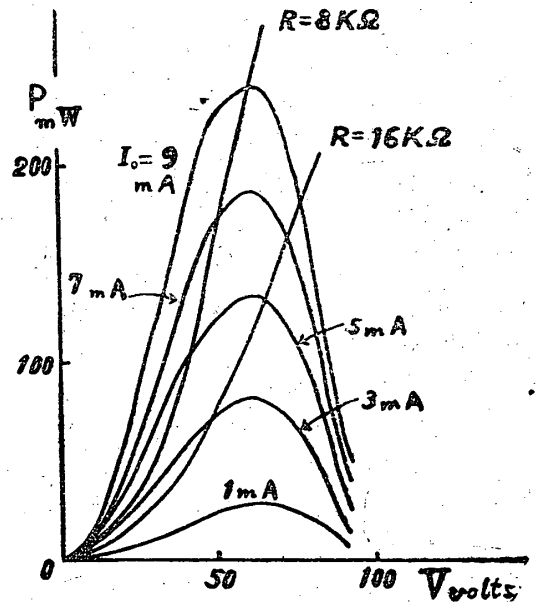
5. グリッドの間隙と發

振波長 第2表に空洞のグリッドの間隙  $d$  と發振波長との關係をあげておく。即ち  $d = 1 \text{ mm} \sim 0.55 \text{ mm}$  の範圍で發振が認められ,  $d = 0.7 \text{ mm}$  前後で發振が最も容易である。更にこの範圍では,  $\lambda \omega^2 / d^3$  が大

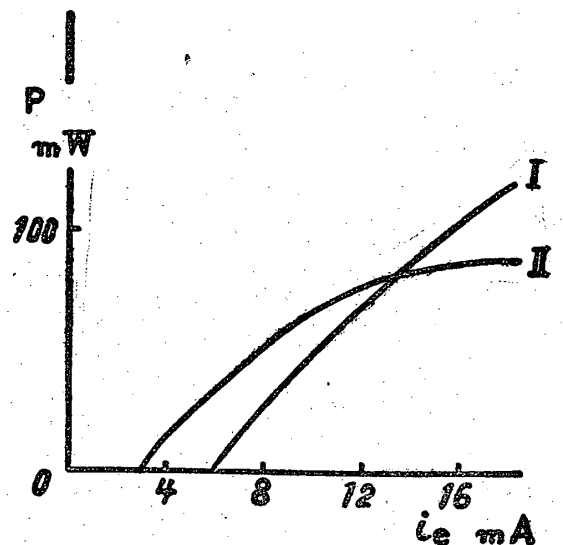
$d \text{ mm}$ ( $\pm 0.05$ )	$\lambda \text{ cm}$
0.55	5.35
0.65	5.10
0.80	4.80
0.95	4.50

體成立している。

7. 考察 第6, 7, 8圖を見ると空洞電流がまずと出力は電流に比例しなくて飽和する傾向にある。この理由は次のように説明する事が出来る。例えば, 第8圖の發振状態 ( $V_R = 70, V_C = 480, \alpha = 1.8, \beta = 40.7, d = 0.65 \text{ mm}, \lambda = 5.1 \text{ cm}$ ) を(1)式に入れて,  $I_0 = \frac{1}{2} \times i_e = 1 \text{ mA}, (2 \text{ mA}), 3 \text{ mA}, \dots$  をパラメーターとして, 空洞に電子流の與える Power  $P_a$  とグリッド間の高周波電壓  $V$  との關係を圖示すると, 第9圖のようになる。更に  $R = 8 \text{ k}\Omega, 16 \text{ k}\Omega$  をパラメーターとして, これらのシャント抵抗  $R$  に消費される power  $V^2/2R$  と  $V$  との關係を第9圖に圖示した。  $R = 8 \text{ k}\Omega, 16 \text{ k}\Omega$  は夫々第8圖 I, IIのシャント抵抗である。第



第 9 圖



第 10 圖

9圖によつて各々の  $I_0$  に於て,  $P_a = V^2/2R$  となる  $V$  を求め,  $P_a = V^2/2 \times 33 \times 10^3$  をその  $I_0$  に於ける出力とする.  $33 \times 10^3$  は空洞のシヤント抵抗  $33 \text{ k}\Omega$  のことである. このようにして出力と  $I_0$ , 従つて  $i_e$  との関係を求めると  $R = 8 \text{ k}\Omega$ ,  $16 \text{ k}\Omega$  に對應して第10圖 I, II を得る. 第9圖と比較して飽和の傾向は似ている. 但し曲線の立ち上りの部分の曲り方は第8圖と第10圖では逆になつてゐる. この理由は筆者等には説明出来ない.

#### 4. 結 語

今の所, 出力はあまり強くない. しかし初期電流が

3 mA で發振するので比較的簡単に組立てた空洞でも  $Q > 900$  に達することが解つた. 又油擴散ポンプで排氣しつつ, 酸化物陰極を陰極として使用するので, この方法で  $\lambda = 3 \text{ cm}$  迄の發振は容易であらうと思われる.

終りにこの速度變調管と油擴散ポンプを製作して下さつた第一部金工室辻清雄氏其の他の人々に感謝の意を表する.

#### 文 獻

- 1) J. M. Lafferty : I. R. E. 35 (1947) 913.
- 2) 熊谷寛夫 : 理工研講演會 1949年6月.

## 電氣火花による輝波の發振について (II)

### — 發振機構に関する實驗 —

林 嚴 雄・阿部英太郎

#### On the Generation of Microwaves by Electrical Sparks (II)

By Izu Hayashi and Hidetaro Abe.

**ABSTRACT :** The change in the intensity distribution of the spectrum of microwave oscillations was studied by varying the gap length between the sparking electrodes, using a cavity-wavemeter. The same analysis was made by varying the pressure of the gas in the gap, and the effect of changing the kind of electrode materials and the gas was examined. The gap length *versus* power relation changes systematically, as the wave-length or the gas pressure is varied. It was found also that the efficiency of the oscillations depends largely on electrode materials; only a few kind of metals, namely aluminium, magnesium and beryllium have high efficiencies, while almost all others have very low ones. A special kind of relaxation oscillation is efficient for generating an impulsive oscillation of microwaves when these metals are used.

(1949年8月22日受理)

#### 1. 緒 言

第一報で火花發振の實例及びその應用について述べたが, その中にも述べた様にこの形式の發振器では空洞の中に入れるなどの方法で長い波長の電波を強制的に抑へてしまはぬ限り, 形を相似的に小さくして行つても約 10 cm 以下の波長に主なエネルギーが分布してゐる發振を得る事が出来なかつた. 發振器の金屬部分に関する限り, 高周波の回路として, Maxwell

の方程式から見られる様に, 相似的に寸法を小さくしてゆけば, それに比例して共振波長は短くなる筈であるからこの事實は他に原因を求めなければならない. 間隙の内に放電が起れば, 放電中の ion や electron は高周波回路の一部となり, 上の比例關係を變化させる可能性をもつてゐる. このやうなわけで短波長の出ない原因を探る目的で間隙の長さ, gas の壓力等を變化させ, 又電極金屬の種類も色々變へて發振エネルギーの波長分布 (即ち發振の Spectrum) が如何に變化