

Weigel の結果にあらわれた異常性と著者のを全く別の現象とみなせば、内部的な現象とも考えられる。
 終りに臨み種々御援助を賜つた木村所員に厚く御禮を申し上げます。

文 献

- 1) O. Weigel : Göttinger Nachrichten (1915) 299.
- 2) H. J. Seemann : Phys. ZS., 30 (1929) 143.
- 3) E. Friedlich : ZS.f. Phys., 31 (1925) 814.
 F. P. Henninger : Ann. d. Phys., 28 (1937) 245.
- 4) G. I. Finch and H. Wilman : Trans. Faraday Soc., 33 (1937) 337.
- 5) 近藤 : 理工研報告, 第2巻, 1948年, 148頁,

クライストロンに使う空洞共振器の 波長とQ値の近似計算について

熊谷寛夫・山田和郎・庄野久夫

An Approximate Calculation of the Wave Length and the Q-value of Resonant Cavities used for Klystron Oscillators.

By Hiroo Kumagai, Kazuo Yamada and Hisao Shōno.

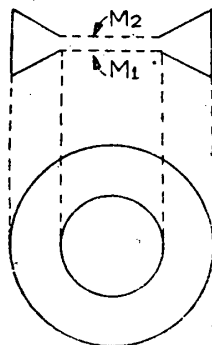
ABSTRACT : The resonant cavities used for klystron oscillators being special in type, their resonance wave-length and Q-value can be calculated by a simple approximate method, which was applied successfully for the selection of the cavity dimensions for a klystron of 1.8 cm wave-length.

(1950年2月27日受理)

1. 緒 言

クライストロンに用いる空洞共振器は第1圖のような形状をしている。電子が金網 M_1 と M_2 の間を通過する時に、速度變調をうけ走っている間に密度變調となつて、この空洞の同じような金網の間を通過して空洞に振動のエネルギーを與える。この時に電子が短時間に二つの金網の間を通過するために、 M_1 と M_2 は近づけられている。

このように M_1 と M_2 が近接していることと空洞全體が回轉對稱であるために、こゝで述べるような簡単な近似計算を行うことが出来る。このように問題は木原氏⁽¹⁾や小口氏⁽²⁾によつて取扱われているが、こ

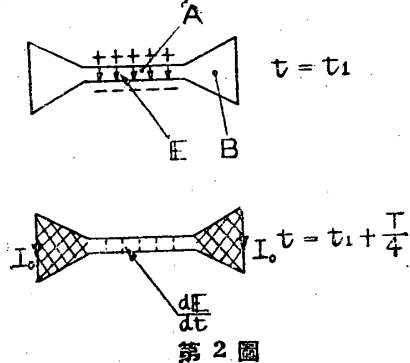


第1圖

こに述べる方法はこれらよりも近似が悪いので少しの誤差はあるが、實際の設計にあつて充分に使用することが出来、計算が簡単であるから利用價值が多いと思ふ。實際に我々は波長 2.8 cm 又は 1.8 cm の組立式クライストロンを作るにあつて、ここに述べる計算方法を道案内として使用した。

2. 波長の計算

空洞を第2圖のように上下の電極が近づいている



第2圖

部分 A と、その周囲の部分 B とに分けて考える。A の部分の上下には金網がある譯であるが、この面積の全部が金網であるとは限らないが、ここでは全部が金網であるとする。

$t = t_1$ では A の上下の金網に圖のように電荷があつて、A に電場 E がある譯であるが、このときに B の部分の電場は小さいから無視する。このときのエネルギー W_1 は

$$W_1 = \int_A \frac{\epsilon_0 E^2}{2} dv = \frac{1}{2} \frac{q_0^2}{C} \dots (1)$$

となる。*但し、上下の金網に存在する電荷を $q_0, -q_0$ とし、二つの金網が平行板蓄電器を作るときの容量を C とする。

次に $t = t_1 + \frac{T}{4}$ となれば二つの金網の電荷は丁度なくなり、側壁に電流 I_0 が流れている。このために B の部分には磁場 H が存在する。このときのエネルギー W_2 は

$$W_2 = \int_B \frac{\mu_0 H^2}{2} dv = \frac{1}{2} L I_0^2 \dots (2)$$

となる。この L はインダクタンスであつて、その値はこの (2) 式で定められる。A の部分の磁場のエネルギーは小さいので無視する。壁の損失が少なければ W_1 と W_2 は等しいから

$$\frac{q_0^2}{C} = L I_0^2 \dots (3)$$

となる。

一方、側壁の電流が $I = I_0 \sin \omega t$ の如く變化することを假定すれば、 $\frac{T}{4}$ の間に I を積分したものが q_0 であるから

$$q_0 = \int_0^{\frac{T}{4}} I dt = \frac{I_0}{\omega}$$

となつて (3) 式は

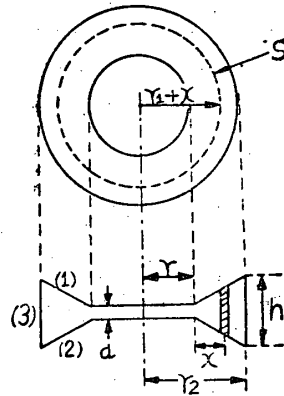
$$\frac{I_0^2}{C \omega^2} = L I_0^2$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \dots (4)$$

をうる。

空洞の寸法を第3圖の如くとれば C は

$$C = \frac{\epsilon_0 \pi r_1^2}{d} \text{ farad}$$



第3圖

となるが、 L は次のようにして計算する。Maxwell の方程式によつて

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{i} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

であるから第3圖の積分路について

$$\oint_s \mathbf{H} ds = \int_f \left(\mathbf{i} + \epsilon_0 \frac{d\mathbf{E}}{dt} \right) df$$

となる。 f は S 中の面積であつて、A の部分には電流 \mathbf{i} は存在しないが、變位電流 $\frac{d\mathbf{E}}{dt}$ があるので上の式は

$$\oint_s \mathbf{H} ds = I_0$$

$$2\pi (r_1 + x) H = I_0$$

$$H = \frac{I_0}{2\pi(r_1 + x)} \dots (5)$$

となつて H が求められる。

$$dv = 2\pi (r_1 + x) \frac{h}{r_2 - r_1} x dx$$

によつて (2) 式を求めると

$$W_2 = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \frac{h}{r_2 - r_1} \left\{ (r_2 - r_1) - r_1 \log \frac{r_2}{r_1} \right\}$$

となつて

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{h}{r_2 - r_1} \left\{ (r_2 - r_1) - r_1 \log \frac{r_2}{r_1} \right\} \dots (6)$$

となる。これによると

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}}$$

$$= \frac{1}{2\pi r \sqrt{\frac{\epsilon_0 \mu_0 h}{2d(r_2 - r_1)} \left\{ (r_2 - r_1) - r_1 \log \frac{r_2}{r_1} \right\}}} \dots (7)$$

* M. K. S. 単位を用いる。

を得る。但し $\frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} = c^2$ (c は光速)。

第3圖のような形の空洞によつて波長5cmの發振を行つたが、このときの寸法は

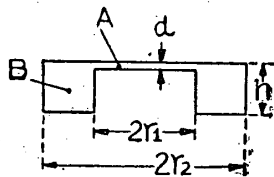
$$d = 0.65\text{mm} = 6.5 \times 10^{-4}\text{m}, r_2 = 10\text{mm} = 10^{-2}\text{m}, h = 7 \times 10^{-3}\text{m}, r_1 = 6 \times 10^{-3}\text{m}$$

であつたから (7) 式によつて

$$\lambda = \frac{c}{f} = 4.3\text{cm}$$

となるが、實際の發振波長は $\lambda = 5\text{cm}$ であつた。このときの誤差は 15% である。

又第3圖のような形でなくても、色々な切口を持つ空洞について波長を計算出来る。たとえば第4圖のような形について f を求めると



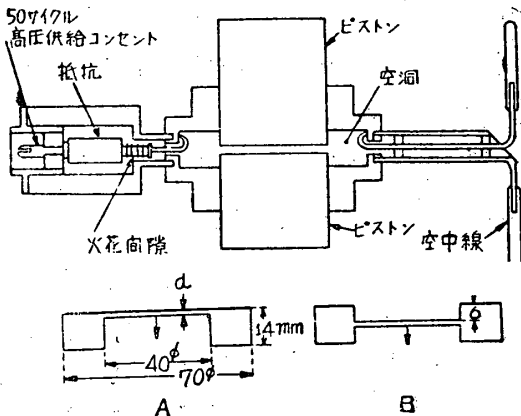
第4圖

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{2d}{hr_1^2 \log r_2/r_1}} \dots \dots \dots (8)$$

となる。木原氏⁽¹⁾ はこれを第二次の項まで求めて、

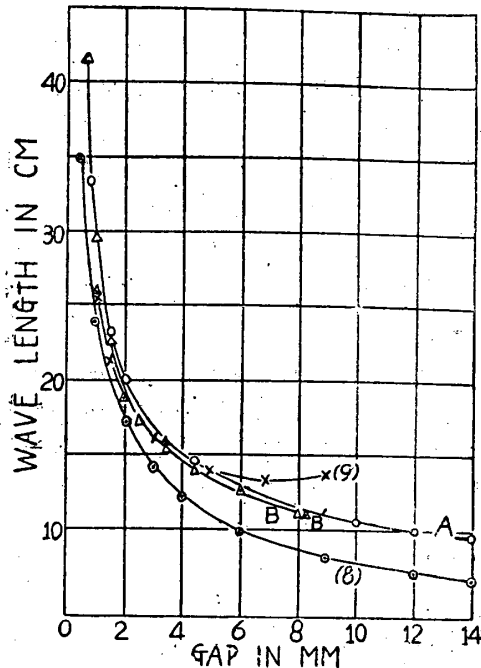
$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{2d}{hr_1^2 \log r_2/r_1} - \left(\frac{r_1^2}{8} + \frac{h^2}{3}\right) \left(\frac{2d}{hr_1^2 \log r_2/r_1}\right)^2} \dots \dots \dots (9)$$

を求めている。



第5圖

(8) 式の精度を實驗によつてきめるために、第5圖のような空洞共振器を作つて、電氣火花で勵振して共鳴波長を求めた。波長はレッヘル線で較正した空洞波長計を用いてきめた。その結果は第6圖である。この空洞で、 $d = 2.5\text{mm}$ とすれば、(8) 式によれば $\lambda = 15\text{cm}$ に共鳴する筈であるが、實際は $\lambda = 17.3\text{cm}$ に共鳴し、誤差は 15% である。この寸法をすべて $1/10$ に縮めて作つた空洞を用いた組立式クライスト



第6圖

ロンは $\lambda = 1.5\text{cm}$ を發振する譯であるが、 $\lambda = 1.8\text{cm}$ を發振した第6圖で A, B 曲線は第5圖の形 A, B に相當するものである。この論文の近似計算では A, B は全く區別がない筈である。木原氏の (9) 式を圖に書くと、もつとよく實驗に合う。第6圖 B' 曲線は B 曲線に對應して共軸型波長形によつて測定されたものである。

3. Q値の計算

空洞の壁を流れる全電流が I_0 であるから、中心から $r+x$ の所の表面電流 is は

$$is = \frac{I_0}{2\pi(r_1+x)} \dots \dots \dots (10)$$

である。表皮抵抗を R_s とすれば

$$R_s = \sqrt{\frac{\mu\omega}{2\sigma}} \dots \dots \dots (11)$$

となり、 μ は透磁率、 σ は電氣傳導度である。空洞の全表面を f とすれば、1秒間の損失 PL は

$$PL = \frac{1}{2} \int_f R_s is^2 df \dots \dots \dots (12)$$

によつて與えられる。第3圖の (1), (2), (3) の部分の PL を $(PL)_1, (PL)_2, (PL)_3$ とすれば

$$(PL)_1 = (PL)_2 = \frac{1}{2} \int_0^{r_2-r_1} R_s \frac{I_0^2 2\pi(r_1+x)}{[2\pi(r_1+x)]^2} \sqrt{\left(\frac{h}{2}\right)^2 + (r_2-r_1)^2} dx$$

$$= \frac{I_0^2}{4\pi} R_s \frac{\sqrt{\left(\frac{h}{2}\right)^2 + (r_2-r_1)^2}}{r_2-r_1} \log \frac{r_2}{r_1}$$

$$(PL)_3 = \frac{h}{4\pi R} R_s I_0^2$$

$$PL = (PL)_1 + (PL)_2 + (PL)_3 \dots (13)$$

となる。

空洞の Q は定義によつて、

$$Q = \frac{W_2}{(PL/\omega)}$$

であるから、(12)、(2)、(4)、式から Q を求めることが出来る。

次に2章で述べた $\lambda = 5\text{cm}$ の發振器の空洞について Q を求める。壁は銅であるから $\sigma = 6 \times 10^8 \text{ mho/m}$, $\omega = 2\pi \times 6 \times 10^9$ によつて、 $R_s = 1.9 \times 10^{-2} \Omega$ となる。2章で述べた寸法によつて $(PL)_1 = (PL)_2 = 1.0 \times 10^{-3} I_0^2 \text{ joule}$, $(PL)_3 = 1.1 \times 10^{-3} I_0^2$ となつて $Q = 2000$ を得る。實際の空洞の Q には電波が空中線からとり出される部分も入るから、實際の Q は $Q < 2000$ となるべきである。クライストロンの發振理論を使つて、最小發振電流から求めると、 $Q > 950$ となる。この結果は、組立式クライストロンの空洞も思つたより理想値に近いことを示すものである。

又第4圖のような形の空洞の Q は

$$C = \frac{\epsilon_0 \pi r_1^2}{d}$$

$$L = \frac{\mu_0 h}{2\pi} \log \frac{r_2}{r_1}$$

$$Q = \frac{\omega \tau}{R_s} \left[\frac{L}{\frac{h}{2r_1} + \frac{h}{2r_2} + \log r_2/r_1} \right] \quad (14)$$

となる。

4. クライストロンの空洞の形のえらび方

Lafferty⁽³⁾ によれば、反射型クライストロンを發振させるに必要な最小電流 I_s は

$$I_s = \left[5.05 \times 10^{-6} / -\beta \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right) \sin(\alpha + \beta) \right] \times [(d/\lambda)^2/R] \dots \dots \dots (15)$$

但し、 R は空洞を L, C, R の等價回路でおきかえたときのシャント抵抗で、 α, β は夫々電子が空洞を通過するに要する時間に發振角周波數をかけたもの、及び電子が空洞間隙を出て反射電極で追いかえされて再び空洞間隙にもどる時間に發振角周波數をかけたものである。

(15) 式の前項は空洞の形以外の項が主としてきているが、後の $[(d/\lambda)^2/R]$ の項は空洞の形によるもので、クライストロンの設計にあつてはこれを小さく

くするようにしなければならない。

R と Q との間には、 $Q = RC\omega$ の関係があり、更に(11)式、(14)式を使うと

$$\frac{(d/\lambda)^2}{R} \propto r_1^4 \omega^4 \sqrt{\omega} \left(\frac{h}{2r_1} + \frac{h}{2r_2} + \log \frac{r_2}{r_1} \right) \quad (16)$$

更に

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \propto \sqrt{\frac{d}{hr_1^2 \log \frac{r_2}{r_1}}} \dots \dots (17)$$

となる。(16)、(17)式より空洞の形を相似的に伸縮したとき、 I_s は $I_s \propto \sqrt{\omega}$ となる。

波長 3cm 以下の空洞の形をえらぶ場合、發振し易い條件としては $\alpha = 1 \sim 2.5$ で、従つて空洞電壓千ボルト以下で發振させようと思えば、 d は 0.5mm 以下となり、又 d は空洞間隙の金網の目よりは大きくなければならない。従つて、入手可能な金網と上のような関係から d は大體定まる。

第1表に波長 1.5cm 用の空洞で $d = 0.25\text{mm}$ にきめた場合、 r_1, r_2, h を變數として空洞の Q 値及び R を計算したものをかかげる。但しこれは(9)式で第2項が第1項に比して小さい場合にのみなり立つことに注意しなければならぬ。即ち

$$\left(\frac{r_1^2}{8} + \frac{h}{3} \right) \frac{2d}{hr_1^2 \log r_2/r_1} \ll 1$$

がなりたたねばならない。 d と λ を一定にきめた場合、 $I_s \propto \frac{1}{R}$ で R が大きい程發振し易い。従つてこの表によれば r_1 が最も R 及び Q の大きさをきめる因子となつている。 r_1 は小さい程よいが、どれだけの電子流をどれほど細くすることが可能であるかという電子發生裝置と考へ合せて r_1 をきめなければならぬ。

第1表

r_1 mm	r_2 mm	h mm	Q	$Rk\Omega$
3.0	4.0	1.2	1100	9.2
//	4.5	0.85	1030	9.1
//	5.0	0.68	1020	8.5
2.5	3.5	1.4	1220	14.5
//	4.0	1.1	1220	14.5
//	4.5	0.88	1160	13.6
2.0	3.0	1.9	1310	24.7
//	3.5	1.4	1420	26.8
//	4.0	1.2	1370	25.8

追記 L. N. Ridenour, Klystrons and Microwave Triodes (Mc Graw-Hill Book Company, Inc., New York 1948) p. 77 を見た所, 我々の行った近似計算の範圍及びその範圍外についても, いろいろの形の空洞の ω , Q , R の値が計算されている.

文 献

- 1) T. Kihara : Jour. Phys. Soc. Jap., 2 (1947), 65.
- 2) 小口文一 : 電氣通信學會誌, 32 (1949) 3 號資料 1.
- 3) J. M. Lafferty : I. R. E., 35(1947), 913.

化 學

セタンオイルの酸化

山崎毅六・永田洋文

The Oxidation of Cetane Oil

By Kiroku Yamazaki and Hirofumi Nagata

ABSTRACT : The effects of temperature on the induction period and on the oxygen absorption rate of cetane oil (molecular weight 198, specific gravity at 20°C 0.760) are measured under relatively mild oxidizing conditions (120~160°C, atmospheric pressure), principally by the static method. The activation energy of the reaction during the induction period derived from the temperature coefficients by the equation

$$\log I = \frac{A}{T} - B \quad (I: \text{induction period, hr, } T: \text{absolute temperature}) \text{ is about 35 kcal.}$$

The rate of oxidation was well represented by the equation,

$$\frac{dV}{dt} = 2kV^{1/2} \quad (V: \text{absorbed oxygen volume ml, } t: \text{duration of reaction, min}) \text{ and the}$$

activation energy derived similarly with this rate should be about 29 kcal.

These two activation energies show the probable values as the energies of formation and of decomposition of the peroxides, respectively.

The oxidation reaction of cetane oil may be proceed with the chain mechanism intiated by the formation of peroxides and aldehydes.

(1950年1月13日受理)

1. まえがき

炭化水素の酸化反応はさまざまな立場から廣範圍に研究されている。この研究は、脂肪族高級炭化水素の酸化反応を、特に、反應速度論の見地から解明することを目的として行われた。一般に、高級炭化水素の酸化の問題は、次の二つの目的から研究されている。

- i) 酸化反應の阻止 (例えば、潤滑油の酸化防止、電氣絶縁油の劣化防止等)。
- ii) 酸化反應の促進 (例えば、パラフィンの酸化による脂肪酸、アルコールの製造等)。

何れも速度論的に見れば表裏をなす問題で、特にこの見地から、このような酸化反應を解析することが基

礎的な重要性をもつ所以である。

本研究においては、試料炭化水素として n-ヘキサデカン (C₁₆H₃₄) を主成分とするセタンオイルを用い、常壓、低温度 (120~160°C) において、空氣及び酸素を酸化劑として、空氣吹込法及び靜的方法によつて酸化實驗を行つた。速度論的解析には、靜的方法による實驗結果 (酸化誘導期間及び酸素吸收速度) を用いた。酸化生成物の化學分析も併行して行い、従來の文献及び研究結果と比較検討して、酸化機構について一應の結論を求めた。

2. セタンオイルの酸化安定度

試料炭化水素セタンオイルは、芳香族、ナフテン族、