

MICROWAVE GAS DISCHARGE FREQUENCY MULTIPLIER

に 関 す る 研 究

日 本 大 学 理 工 学 部

植 之 原 道 三

MICROWAVE GAS DISCHARGE FREQUENCY MULTIPLIER

に 関 す る 研 究

日 本 大 学 理 工 学 部

植 之 原 道 三

内 容 梗 概

空気のマイクロ波放電圧の測定中に、何らかの適当な条件のもとでは、マイクロ波放電から相当大きな雑音らしいものが発生することに気付いた。そこで種々の試みの末に、Qの低い放電ギャップを用いて、気圧、放電ギャップの長さ、放電部附近の回路条件を適当にすると、相当な能率で高調波が発生することを見出した。

然しながら、此の高調波が果して放電の中で発生しているかは疑問であり、発生するとしてもその機構は推測も出来ないもので、先づ此の高調波の発生源はマイクロ波放電の中以外にはあり得ないことを、実験的に証明した。

高調波出力に影響する要素は沢山あるが、その中で定量的に取扱い易い、放電ギャップの長さ、入力、気圧と高調波出力との関係を測定して、周波数依存性としての利用に供した。又それらの実験結果から、高調波発生機構を探究する手懸りをつかもうと試みたが、基本波の角周波数と電子の衝突周波数が、大体同じ程度の時に高調波が発生し、電子速度による衝突周波数変化が関係を持つのではないだろうか、との疑を生じた以外には見るべきものはなかった。

そこで高調波発生機構を調べる手始めとして、それと関連のありそうな既知事項を検討した結果、Margenau 氏の高調波放電理論(1948年)に於て、電子の速度分布函数に高調波分を含めて取扱っていることから、此の取扱を拡張すれば、高調波発生機構を解明出来る筈であると考えた。又同氏の1946年の報告についても、若しも電子速度によって衝突周波数が変化し、電子エネルギーが入力の周波数と或一定の関係で変化すれば、マイクロ波放電から高調波が発生する可能性のあることを指摘出来るのである。

高調波発生機構解明の手懸りを得るため、放電の入カインピーダンス、電子密度、電子温度の測定を行い、低周波電圧の重ね合せの影響、整流特性を観測してみたが、決定的なものは得られなかった。そこで純粋気体を用いて実験を行った結果、気体によって高調波出力が著しく異なり、且つ電子速度による衝突確率の変化、即ち Ramsauer 効果の著しいものほど高調波出力が大きいことを見出して、始めて、Ramsauer 効果が高調波発生を本質的に支配していたことが分った。平均電子の運動に此の効果を取入れて、非線型の運動方程式を導き、いくつかの例について高調波分を求めた。又 Rosen 氏による Margenau 氏の計算の拡張に於ても、Ramsauer 効果が本質的なものとして取入れられていることを示して、此の考え方の正しさを確めたのであるが、Margenau 氏流の取扱に於ても、又平均電子の運動方程式からも、Ramsauer 効果だけでは偶数次高調波が期待出来ないもので、他に重要な要素がかくされている疑があり、低周波電圧の重ね合せの影響、整流現象を伴うことなどを考え合せたとき、これらの中にその要素を指示するものがあるように思われる。電子密度の時間的空間的变化、電界分布変化等

が併せ考えられなければならないようである。

高調波発生能率の改善法として、適当な混合気を用いれば（例えばHe+空気で空気が87%のとき、氢气だけよりも4db.の能率改善が行われる）良いこと。電極の端面に凹部を設け、上下電極の凹部で形成せられる小さなキャビティ中にプラズマを閉込めることにより16db.の能率改善が行われることが分つた。

此の現象を周波数適倍器として利用して、短ミリ波、サブミリ波の発生を目指した各国に於ける研究状況を調べ、それ等から取入れなべき長所を指摘した。そして、此の現象を工学的に应用した場合、周波数適倍器として、短ミリ波、サブミリ波の発生に適した多くの長所を持っており、近い将来相当な電力の短ミリ波、サブミリ波を発生する最も有望な方法となることを示した。

然しながら、此の現象にはまだく解明せられなければならないこと、周波数適倍器としてより優秀な特性を望むために、今後研究せられねばならないことは残されているのであつて、それ等の問題が述べられている。

目 次

第1章	緒 論	1
第2章	マイクロ波放電から高調波が発生する事実の確認	5
§.2.1.	高調波が発生していることを見出した端緒	5
§.2.2.	高調波の発生	6
	(a). 実験装置	
	(b). 高調波の発生法	
	(c). 周波数	
	(d). 出力	
§.2.3.	高調波の発生源	9
	(a). 磁電管の高調波との比較	
	(b). 反射波の抑制	
	(c). 増幅の疑い	
	(d). 磁電管オミ調波の遮断	
	(e). 実験結果の検討	
§.2.4.	結 言	12
	参考文献	
第3章	高調波出力に影響する要素	13
§.3.1.	緒 言	13
§.3.2.	実験装置及び実験法	13
§.3.3.	放電ギャップ長と出力	14
§.3.4.	入力と出力	16
§.3.5.	気圧と出力	17
§.3.6.	結 言	18
	参考文献	
第4章	高調波発生機構の探究 その一	20
§.4.1.	緒 言	20
§.4.2.	探究の方針	20
§.4.3.	既知事項の整理	21
	(a). 理論的事項	
	(b). 実験事実	
§.4.4.	放電のインピーダンス	24
	(a). 気圧、入力によるV. S. W. R.の変化	
	(b). 気圧、入力による入力インピーダンスの変化	
	(c). 気圧変化によるV ~ I特性の変化	
§.4.5.	電子密度及び電子温度	27

§. 4. 6.	低周波電圧の重ね合せ — — — — —	30
§. 4. 7.	放電の整流特性 — — — — —	33
§. 4. 8.	結 言 — — — — —	34
参考文献		
第5章	高調波発生機構の探究 その二 — — — — —	36
§. 5. 1.	緒 言 — — — — —	36
§. 5. 2.	純粹気体による研究 — — — — —	36
	(a). 実験装置	
	(b). 実験方法	
	(c). 実験結果と気体の物理量との対応	
§. 5. 3.	高調波発生機構の物理的説明 — — — — —	37
§. 5. 4.	平均電子の運動からの説明 — — — — —	38
§. 5. 5.	P. Rosen 氏の計算について — — — — —	40
§. 5. 6.	結 言 — — — — —	43
参考文献		
第6章	高調波発生能率の改善 — — — — —	45
§. 6. 1.	緒 言 — — — — —	45
§. 6. 2.	気体の種類による能率改善 — — — — —	45
§. 6. 3.	プラズマの閉込めによる能率改善 — — — — —	46
	(a). 実験方法及び実験結果	
	(b). 閉込めの現象の説明	
	(c). プラズマの誘電率からの考察	
§. 6. 4.	結 言 — — — — —	48
参考文献		
第7章	各国に於ける研究状況 — — — — —	49
§. 7. 1.	緒 言 — — — — —	49
§. 7. 2.	米国に於ける研究 — — — — —	49
§. 7. 3.	英国に於ける研究 — — — — —	51
§. 7. 4.	カナダに於ける研究 — — — — —	51
§. 7. 5.	各研究の検討 — — — — —	52
参考文献		
第8章	短ミリ波、サブミリ波の発生に於て本研究の有する意義 — — — — —	53
§. 8. 1.	緒 言 — — — — —	53
§. 8. 2.	各種周波数遊倍法とその難点 — — — — —	53
	(a). 電子ビームからの高調波	
	(b). 他非直線素子からの高調波	
§. 8. 3.	Microwave gas discharge frequency multiplier — — — — —	55
参考文献		
第9章	結 論 — — — — —	57

第1章 緒論

電氣的に電磁波を発生させようとするものにとつて、より高い周波数、より大電力をと望むことは、人間の欲望と同じく限りがないのであつて、その理由の如何を問わないのである。此の研究を始めた少し前、即ち約10年前迄はサブミリ波帯の所が人類未開拓のスペクトラム領域として残されており、光学の分野では波長を長くし、電氣の分野に於ては波長を短くして此の領域を埋めようとの努力がなされていた。1954年に、W. Gordy氏はマイクロ波分光學に於ける必要性にかけられて、クリスタルを用いて周波数適倍により0.77mmのシグナルを求め、更にその後0.50mmのシグナルの発生にも成功しているが、共に非常に微弱な電力のものであり、雑音すれくのものである。しかも猫、その波の発生技術はまことに微妙な美を持っており、むしろ名人芸とでも稱すべきものであつて、何人でも欲する時に容易に発生出来るというようなものではなく、サブミリ波帯は依然として未開発の状態で残されていると言つて差支えないのである。

マイクロ波分光學に於て最も総多⁽³⁾い周波数帯は短ミリ波からサブミリ波にかけてのものであると予想せられており、又核融合研究に於ける高温、高電子密度プラズマの測定に於ても、短ミリ波、サブミリ波は不可欠の武器である。更に又核融合研究成功の暁に於ては、反応制御の爲の情報を得る手段として、その使用は当然予想せられる所である。その他天文学等種々の分野にわたり広範囲な応用の道が考えられているのであつて此等の周波数帯の相当な電力のシグナルを発生することが、近來とみに渴望せられる標になつて來たわけである。

此の爲1950年代の始め頃から、世界各国に於て、相当な人員と資材を注ぎ、現段階に於て考え得るあらゆる方向から研究が進められているが、決定的な手段については予想すら立たず、暗中摸索の状態であり、何らかの新しい劃期的な概念の出現により問題が解決せられる事が希望せられているのである。それ迄の過渡的な手段として考えられるのが、周波数適倍法であり、色々の方法があるが夫々一長一短がある。本研究は其中マイクロ波放電から高調波が発生する現象を見⁽⁴⁾て、その利用により周波数適倍法の中に新しい一の方法を附加えたものであつて、

- i). 入力容量が大さい事(数W~数百W)
- ii). 高調波発生⁽⁵⁾の能率が良⁽⁶⁾く(基本波3000MCのときオニ調波で-8db)、高調波次数増加による能率の低下が従來のものに比べて少いこと(-3~-4db/harmonic)
- iii). 従來のものに比べて周波数変換部の寸法を格段に大きく出来ること
- iv). 構造が簡単で、表面の仕エが及び工作精度を大して必要としないことが特長であり、短ミリ波、サブミリ波帯に於て比較的大きな電力を発生する方法として、現在の所最も有望な方法であると評価せられている。然し此の方法も

含めて、周波数過倍法はあくまでも過渡的な性格のものであって、新しい概念に基く巧みなサブミリ波の発生法の開発と共にその姿をひそめるべき運命を持っている事は勿論である。

此の研究は、マイクロ波放電から高調波が発生する事実を発見したことによって始められたわけであるが、頭初に於てはその事実すら中々承認されなかった。そこで、その高調波の発生源がマイクロ波放電以外に考え得られないことを実験的に確認することがオ一の仕事であつた。此のことが第2章に述べられている。

此の現象を周波数過倍に利用する場合、如何なる要素が高調波出力に影響するかを知ることが必要であり、それは又現象自体の本質を見究める上からも大切な事である。尤等の要素のうち、定量的に取扱い易いものについて調べた所がオ3章に述べられている。

マイクロ波放電から如何なる機構によつて高調波が発生するかという事については、始めは全く不明であつた。又その発生機構を簡単に推測し得ないが為にこそ、頭初その事実自体を中々承認してもらえなかったわけである。物理的な観測からすれば高調波発生機構が興味の対象であり、工学的な観測からは周波数過倍器として用いて早く短ミリ波、サブミリ波を発生することである。然し発生機構の解明をしておいての工学的な努力は、その究極の目的を達する為の捷徑とは思われない。この事はクリスタルを用いて周波数過倍によりサブミリ波を発生せしめる場合に、如何なる特性のクリスタルを用いたが良いか未だに不明であつて、試行によつてゐる事から考えても明らかである。そこで発生機構の探究に着手したわけであるが、実験事実の集積以前に理論解析を行う事は往々にして誤った結論に導くことがあり、又その任に耐えるものでもないので、「放電の如何なる要素が、高調波発生に本質的な役割を果たしているか」を実験的に探究することにし、電子速度によつて衝突周波数が変化すること即ち *Ramsauer effect*⁽⁸⁾ が本質的なものであることを究めた。そしてこの事を取上げて、モデルとして平均電子の運動を非線型の運動方程式で表わし、その結果から今迄の実験事実を検討した。然しこれで高調波発生機構が解明せられたわけでもない。本質的には電子の速度分布の取扱いから始められなければならない問題であり、H. Margenau⁽⁹⁾氏の扱方がより正しいものと見なければならぬ。然し彼の計算に於ては、電子密度の変化を仮定しなければ、偶数次高調波を期待出来ないし、マイクロ波帯に於て電子密度が電界とともに変化するとは考え難いので、此の点で実験事実の半分を説明し得るにすぎないのである。又平均電子の運動をモデルとする場合に於ても、モデルのとり方によつては偶数次高調波を期待出来なくなるのであつて、*Ramsauer effect*の他に何らかの重要な要素がかくされている疑があるのである。オ4章、オ5章にはこれらについて述べられている。

Ramsauer effect が高調波発生に於て本質的に重要な要素であることから、気体の種類によつて高調波発性能率が大きい異なることは明らかであるが、混合気については *Ramsauer effect* に関する測定結果は殆ど見当らない。そこで空気と純粋気体との混合気について、混合比を変えて実験したのであるが、著しい能率

改善が行われることが分つた。⁽¹⁰⁾此の原因については現在全く不明であつて、今後の研究にまたなければならぬわけであるが、単に *Ramsauer effect* だけと結びつけて考えられるものとは思われない。然し、適当な気体を適当な混合比で用いるれば著しい能率改善が行われるという事実は、応用上重要な意味を持っており、より高能率の混合気を求めるといふ新しい仕事が生じたわけであり、その実験事実の集積は又その原因解明の方向を指示することにもなるわけである。極高調波発生能率が電極構造によつても著しく異なることも明らかであるが、此の問題は中々に複雑であつて、基本波の間波数によつて放電部の形状が構造的に自から或範囲に限定せられる筈もあり、現在の所は経験的に決めている状態である。筆者は放電々極の端面に凹みをつくり、両電極の凹みで形成せられる空洞中にプラズマを閉込めることにより著しい能率改善が行われることを見出した。⁽¹¹⁾これらのことがオ6章に述べられている。

筆者の最初の報告を基にして次第に各国に於ても同じ様な研究が行われるようになってきた。そのうちで筆者の知り得た範囲のものがオ7章にまとめられているが、此の問題の現在に於ける発達状況を示していると考えると差支えないと思われる。又オ8章には短ミリ波、サブミリ波の発生を目ざして各種の研究についての概観を行い、その分野に於ける本研究の有する意義が述べられている。

現在筆者はサブミリ波の発生を直接の目的として、次第に基本波の間波数を上げ、放電部の改善を行う等の研究を行つていながら、猶その他に明日の課題として残された多くの問題点があるのであつて、夫等を整理したものがオ9章に示されている。

本章の始めに述べたサブミリ波への願望は、本研究の進展と共に、過渡的な手段ではあるがコ1~2年の中に達成せられるものと思われる。然しその場合シケナルの発生と同時に問題となるのは、その検知法、間波数、電力、インピーダンス測定法等の問題であつて、それらの研究ももはや開始されなければならない時期に来ているのである。

参 考 文 献

1. C.A. Burrus & W. Gordy, *Phys. Rev.*, vol. 93, 897-898 (1954)
2. Millimeter Waves, M. R. I. Symposia Series vol. IX, P. 9, Polytechnic Press.
3. " " P. 15, "
4. 植之原. 升谷. 稲田. 電気四学会連合大会 (昭和32年4月)
 Uenohara, Uenohara, Masutani, Inada, I.R.E. Tube Conference (June 1959)
 植之原. 升谷. 植之原. 稲田. 応用物理 Vol. 26, 358~362 (1957)
 Uenohara, Uenohara, Masutani, Inada, I.R.E. Vol. 45, 1419~1420, (1957)
 植之原. 植之原. 升谷. 稲田 電気学会誌 Vol. 78, 898~907, (1958)
5. オンタリオ大学 (カナダ) に於ける成果 私倍による
6. N.R. Bierrum & D. Walsh, *J. Electronics & Control*, 81~90, (1961)
7. Millimeter Waves, M. R. I. Symposia Series vol. IX, P. 652, Polytechnic Press.
8. L.B. Loeb, *Basic Processes of Gaseous Electronics*, P. 214, Univ. of California press
9. H. Margenau & L.M. Hartman, *Phys. Rev.*, Vol. 73, 309~315, (1948) (1955)
10. 升谷. 植之原. 稲田. 電気四学会連合大会 (昭和36年4月)
11. 植之原. 升谷. 稲田. 全 上
12. Uenohara, Uenohara, Masutani, Inada, I.R.E., Vol. 45, 1419~1420 (1957)

第 2 章

マイクロ波放電から高調波が発生する 事実の確認

§. 2. 1. 高調波が発生していることを見出した端緒

此の研究を始める前迄は、筆者は3000 MC に於ける空気の $\rho l \sim V_0$ 特性の測定(ρ =気圧, l =放電ギャップ長, V_0 =放電開始電圧)を行っていた⁽¹⁾。その実験にはQの比較的高い($Q_L=400$)放電キャビティを用いていたのであるが、放電キャビティを取除いて導波管の途中に豆電球(真空度が悪い)を置いて放電させた時に、3000 MC よりも相当高い周波数の所にも相当な大きさ(μ アンメーターを振らせる程度)の雑音が発生するらしい事に気づいていた。又 $\rho l \sim V_0$ 特性の V_{0min} 附近で V_0 の値が急激に低下しており、此の様な条件の時には放電自体に何物かかくされているのではないかとの疑を持っていた。その少し前頃から、短ミリ波、サブミリ波の発生を目ざして色々と新しい試みがなされ始めており、我國に於てもその分野に対する興味がようやく盛上り始めたのが丁度此の研究を始めた頃(1955年)であつたので、筆者の内心もその方に大きく傾いていたのである。此の研究を始めるに当つての筆者の考方は次に述べるように全く幼稚なものであつて、マイクロ波放電から高調波が発生する事など夢想だにしないのである。即ち「Hertz氏等が用いたマイクロ波は直流放電の雑音のうちのマイクロ波帯の特定の周波数のものを育生した⁽²⁾ものであり、発振そのものも起源は雑音に求めなければならぬ。マイクロ波放電からの雑音も、クリスタルの検波電流が μ アンペア程度の大きなものがある所をみると、元の周波数より高い所では何らかの用途がある筈である。若しある周波数帯に雑音が集中することでもあれば、その周波数だけ残して廻りの雑音を除去すれば充分用途が考えられる」。という考方であつた。

此の考方を試みるために、それ迄使用していた3000 MCの放電の実験装置と、誘電定数測定に用いた10000 MCの実験装置とを利用して種々の実験を行った。始めは放電圧の測定に用いたQの高いキャビティを用いて放電させたのであるが、此の場合にはクリスタルの検波電流を μ アンメーターで読むという感度の悪い方法では雑音を検知することが出来なかつた。これは入力の周波数に共振し、然も適当な未知の周波数で発生する大きな雑音に対しても共振する様なキャビティを作ること自体が不可能なことで、問題はQが高いことにありと考へた。又導波管の途中で放電させた時には相当な雑音が発生したことを想起して、第2.1図に示す様なQの低い放電キャビティを作つた。そしてスタブの調節、気圧及び放電ギャップ長を種々に変えて実験した結果、大体 ω_0 、 ω_4 高調波に当る所に、相当な雑音が集中しているらしいことが分つた⁽³⁾。(此の時迄は6000 MC帯の測定器を持たなかつたので、 ω_2 高調波については分らなかつた。)

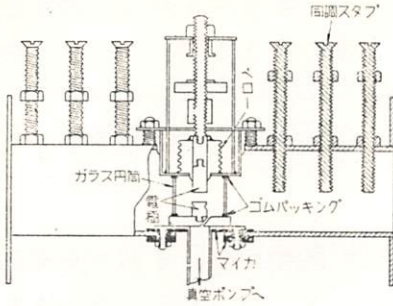
此の様に特定の周波数に電力が集中していることから、これはもはや単なる雑音とは云い難い。然らば何物であらうか。当時の一般の興味からすれば、プラズマ振動？との疑念は直ちに起るわけであるが、それ迄の實驗と照合したとき、プラズマ振動の大きさはこの様な感度の悪い方法で検知出来るほど大きなものではない。又その周波数は電子密度で決定せられるものであり、放電で形成せられるプラズマの電子密度が場所によって変化するとはいえ、丁度うまく入力周波数の3倍、4倍の所に電力が集中して、その中間の所に振動が出ないというのは不自然である。従つてプラズマ振動とは考へ難い。入力の高調波であることには間違ひなさうであるが、一体何所から発生しているものであらうか。案外磁電管自体の高調波を拾つたのではなからうかとの疑念は誰しも懐く所であり、筆者自身もこの疑念からは相当長期にわたつて解放せられなかつたのである。たゞ放電を止めると検知出来る高調波電力が非常に小さくなることから、放電自体の中で発生しているらしい、プラズマが或周波数の電波で励振せられた時に発生する振動らしい、との予想から以下の研究が進められたのである。

§. 2.2. 高調波の発生⁽⁴⁾

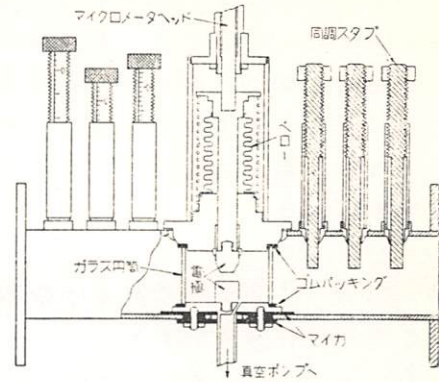
そこで、實驗装置を整備して、発生する高調波の周波数、出力に關係する要素を調べ、更に高調波の発生源を探ることにした。

a). 實驗裝置 實驗裝置の構成図をオ2.2図に示す。電源としては、パルス用磁電管 M312A (オ2次在界大戦中の日本無線製) を連続波で使用したが、周波数 3030 MC, 最大出力約 30 W であつた。入力の調節は水を抵抗体として用いた大電力用可変抵抗減衰器 5 によつて行つた。又入力の測定は電力監視裝置 6 によつて行つた。6 の検波電流と入力とは、あらかじめ 7 の先に水負荷を接続して電力を測定することにより校正しておいた。3000 MC 帯及び 9000 MC 帯で使用したクリスタルは、各その接続せられる計器と組にして、その使用周波数において定任波測定器を用いて校正した。オ3調波出力の測定にはサーミスタブリッジを用い、気圧は熱電対型真空計 ($1 \sim 10^{-3}$ mmHg) 及び水銀の代りに真空ポンプ油を用いたマノメータ (油柱 14.5 mm $\approx$ 1 mmHg) を用いて測定した。放電ギャップはオ2.3図に示す通りであり、3000 MC 帯矩形導波管の E 面中央に、土下から円柱状電極 (直径約 7 mm) を出し、その周囲を内径約 35 mm の硬質ガラス円筒で囲み、ゴムパッキングで気密を保つた。また上部電極はマイクロノータヘッド、ベロー及びばねを用いて、気密を保ちながら移動出来るようになっており、放電ギャップの長さの測定も可能である。最初電極間に低周波放電を行わせておけば、マイクロ波放電の開始が容易であるので、下部電極と導波管とは雲母板により血流的に遮断せられている。排気孔は下部電極に近く設けられており、導波管の H 面の一側には直径約 5 mm の観測孔が設けられている。電極の前後に設けられた各 3 本の同調スタブは、(1). 放電部と電源側との整合を良くする。(2). 放電ギャップに強い電界がかかるようにする。(3). 希望する次数の高調波が

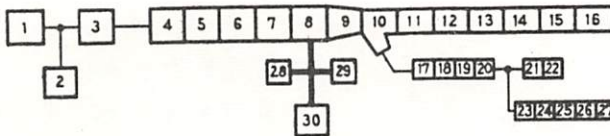
成長しやすいようにする。(4). 高調波について、受信部と放電部との整合を良くする。ためのものである。



オ 2.1 図



オ 2.3 図



- | | | |
|-------------|---------------|------------------|
| 1. 磁電管 | 11. 高域フィルタ | 21. 同調スタブ |
| 2. 波長計 | 12. 波長計 | 22. クリスタル (サミスタ) |
| 3. 定在波測定器 | 13. 可変減衰器 | マウント |
| 4. 同調スタブ | 14. 定在波測定器 | 23. テーパ導波管 |
| 5. 大電力可変減衰器 | 15. 同調スタブ | 24. 高域フィルタ |
| 6. 電力監視装置 | 16. クリスタルマウント | 25. 波長計 |
| 7. 定在波測定器 | 17. 高域フィルタ | 26. 同調スタブ |
| 8. 放電空洞 | 18. 波長計 | 27. クリスタルマウント |
| 9. テーパ導波管 | 19. 可変減衰器 | 28. 熱電対型真空計 |
| 10. スイッチ | 20. 定在波測定器 | 29. 油を用いたマンメータ |
| | | 30. 真空ポンプ |

オ 2.2 図

8). 高調波の発生法 放電ギャップの長さを $2 \sim 4 \text{ mm}$ に、気圧を $0.3 \sim 1 \text{ mmHg}$ の間に保ち、先づ直流または 50 C/s の電圧を加えて電極間にグロー放電を起させておき、磁電管から数ワット以上の電力を送り、同調スタブを適当に調節すると簡単にマイクロ波放電が起る。そこで低周波電圧の重ね合せをやめ、更に同調スタブの調節を適当にすると、高調波が発生する。その上で放電ギャップ、気圧、同調スタブの調節を行って、オニ、オ三、オ四調波の検出を行った。

C). 周波数 各高調波の出力は、気圧、放電ギャップの長さ、入力、同調スタブの調節等によつて大きく変化するが、いずれの場合でも出力の周波数は入

カのその整数倍であった。たとえば入力の周波数 3033 MC に対し、出力の周波数はそれぞれ 6066, 9099, 12130 MC であった。入力および各高調波の周波数の測定は、すべて H₀₁₁ 状態の円筒形空洞共振器を用いたので、4桁目までの数字は信頼できるものとする。更にこのことを確かめるために、入力の周波数を Δf だけ変化させて ω 三調波の周波数を測定したところ、正確に $3\Delta f$ だけ変化していることがわかった。以上のことから、検出した電波が入力の高調波であることは明らかである。

d). 出力 高調波の出力は種々の条件によって影響を受けるが、その概略について述べると次に示すとおりである。即ち主として (1). 気圧 (2). 放電ギャップ長 (3). 同調スタブの調節 (4). 入力 (5). 電極およびその附近の形状、電極の直径 (6). 低周波電圧の重ね合せ (7). 気体の種類 などで変化する。

気圧によって高調波出力は大きく変化し、又高調波の次数によって出力が最大になる気圧が異なる。 ω 三調波の最大出力は比較的低い気圧の場合に現われ、気圧が高くなるとしたがつて、その出力は減少して ω 三調波の出力が増加し、最大になり、更に気圧が高くなるとその出力も減少し ω 四調波が現われ、最大値を経て再び減少して行く。勿論高調波の次数によって最適の同調スタブの調節状態は異なるのであるが、気圧が適当で同調スタブの調節もまた適当であれば、 ω 二調波と ω 三調波、あるいは ω 三調波と ω 四調波とを、同時に相当の出力で発生させることも可能であった。

同調スタブは放電電極に近いものほど鋭敏に作用し、導波管壁との接触の良否が大きく影響することは勿論であるが、要するに電極間に強い電界が働き、希望する次数の高調波出力が大きくなる様に適当に調節するというに止り、その調節の仕方は実際に即して行う他はない。然し高調波出力に敏感に作用することは事実である。又調節の仕方によっては、放電領域が電極の中心軸より一側に偏ったり、あるいは入力側のガラス壁の所と電極間の2ヶ所で放電を起すこともあるが、このような場合には高調波出力は著しく減退する。

放電ギャップ長は適当な長さがあり、短かすぎても又長すぎても出力が減る。入力が大きいかほど出力は大きくなるが、放電が維持せられなければ問題にならぬので、一定以上の入力を必要とすることは勿論であるが、それ以上の或入力迄は高調波発生能率が低く、その点を越すとほぼ入力に比例した出力が求められるようである。高調波次数が高くなるとその発生能率の良くなる入力は一般に大きくなるようである。

電極およびその附近の形状、電極の直径によっても出力は相当変化するようである。円筒形および円錐台形の電極を用い、その端面の直径を種々に変えて実験してみたが、実験の範囲内では、円筒形で直径 7 mm ぐらいの場合がもっとも高調波出力が大きく、直径を小さくするほど出力は減退した。直径が 10 mm を越えると出力の減退が著しく、この場合には電極の中心部に光輝の強い放電が起り、それを取巻いて光の弱い放電が起っていた。また ω 2.1 図に示した放電キャビテ

イを用いた場合は、オ2,3図に示すものを用いた場合に比べて偶数次の高調波が大きく、奇数次の高調波は小さかった。これは用いたガラス円筒及びゴムパッキングの直径が異なるためオ三調波がそこで吸収せられるからではないかと考えたので、オ2,3図のキャビテイにもオ2,1図で用いたガラス円筒と同一直径のものをを用いてみたが大差なかった。多分電極構造の非対称性と高調波次数との間に何らかの関係があるのではないかと思われるが、今後の研究にまたねばならない。

上下電極の間に低周波（或は直流）電圧を重ね合わせると、高調波出力は著しく変化する。同調スタブの調節が充分でなく、放電も幾分弱くて、高調波出力が最大になる条件になり場合には、低周波電圧をわずかに重ね合わせると、高調波出力は一般に増加する。そして電圧増加とともに出力は増加し最大値を経ると以後急激に減少する。然し出力最大の条件にしておいて低周波電圧を重ねると出力は減少の一途をたどるだけである。

今迄の実験は空気についての結果であるが、気体の種類によっても高調波出力は変化するようである。たゞ放電キャビテイの気密が悪かったために、空気との混合気についての実験になつてしまったので、明瞭な差異は認められなかった。しかし、CO₂を用いた場合は高調波出力が少く、O₂, N₂, H₂, Aを用いた場合は出力は空気とほぼ同じで、Aは相当高い気圧でも高調波が発生した。此の程度の実験では気体の種類による影響についてははっきりしたことは云えないわけであるが、高調波が放電の中で発生しているものとすれば、その媒質となる気体の何らかの性質が高調波出力に大きな影響を及ぼすことは、ありそうなことであると考えられる。

これ迄に求められた最大出力を示すと、次のとおりである。

入力	30 W
オ一調波出力	約 100 mW
オ三調波出力	約 30 mW
オ四調波出力	約 1 mW

§. 2. 3. 高調波の発生源

此の高調波は何所から発生しているのであらうか。その発生場所としては、磁電管とマイクロ波放電の二つが考えられる。磁電管は相当強い高調波を発生することはよく知られており、又その動作条件によっても高調波分は異なる。§. 2. 2. に述べた所を見れば、一つ一つが、高調波はマイクロ波放電の中で発生したのである、と考えるようになるような要素である。然し立場を変えて、次のような疑問、即ち、磁電管の中で発生した高調波が放電部を通る時に、放電の条件で透過係数が変化したり、或は放電からの反射波で磁電管の動作状態が変わるため高調波の発生が変化したことと、あたかも放電の中で高調波が発生したかのように見誤つたのではないかと、ということに対しては、§. 2. 2. はそれを覆す決定的な決め手にはならない。この点に関する決め手として、以下に述べる一連の実験を行った。

(a). 磁電管の高調波との比較 オ2.2図の回路で、放電キャビティへの入力を一定(12.4W)に保って、放電が行われているときの高調波出力を測定した。また同一入力するとき、放電を行わずに磁電管の共振状態、放電ギャップ長、同調スタブの調節をいろいろに変えて、磁電管自体が発生する高調波をもっとも大きく検出しようと努力してみた。それらの結果はオ2.1表に示すとおりであった。またオ2.2図の回路から放電キャビティを除去し、磁電管の共振状態を変えて高調波を大きく取出そうとしてみたが、その結果はオ2.1表に示した磁電管の高調波出力と大差なかった。

オ2.1表 (入力 12.4W)

	マイクロ波放電 が行われたとき の出力 (mW)	磁電管の 高調波出力 (mW)	最適気圧 (mm Hg)
オニ調波	約 60	約 1	約 0.7
オ三調波	21	約 0.3	約 0.9
オ四調波	約 0.6	約 数 μ W	約 1.2

(b). 反射波の抑制

オ2.2図の3と4との間にパット(減衰量約-15db)および一方伝送回路(順方向減衰量約-2db, 逆方向減衰量約-8db, このように特性が悪いのはフェライトの温度上昇のためである)を挿入し、磁電管の出口のところで測ったV.S.W.R.を1.03以下として、オニ、オ三、オ四調波出力を測定した。その結果は右に示すとおりである。

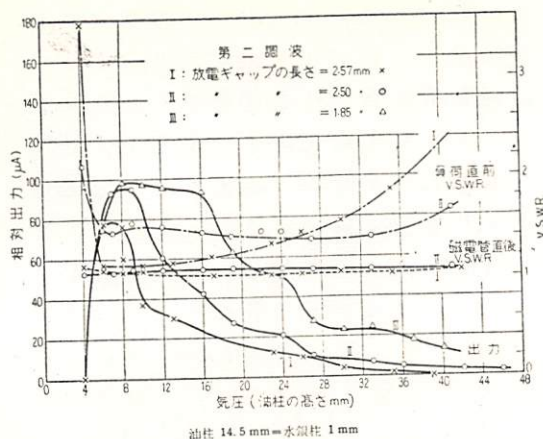
オニ調波出力	100 μ A	(150 マイクロアンペア計使用)
オ三調波出力	30 μ A	(50 マイクロアンペア計使用)
オ四調波出力	1 μ A	(20 マイクロアンペア計使用)

この程度の入力では、放電しているときは、いかに気圧や放電ギャップの長さ、および同調スタブの調節を行っても、此の実験に用いた検出装置では高調波を検出できなかった。また放電していても各条件の調節が適当でなければ高調波を検出できなかった。

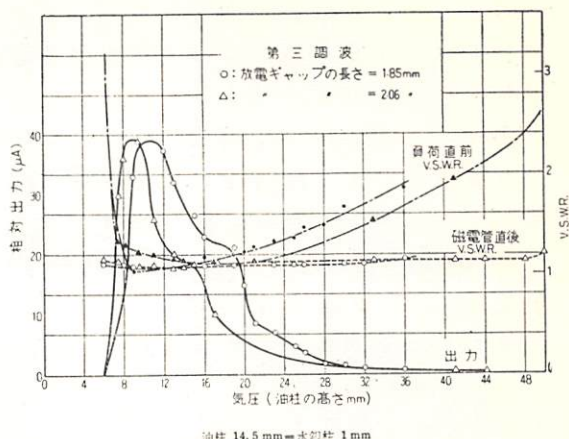
パットの減衰量を約-10dbとし、気圧を変化させてオニ、オ三調波の出力および磁電管の出口と放電キャビティの直前で測ったV.S.W.R.の変化を測定した。その結果はオ2.4図a, bに示すとおりである。

(c). 増幅の疑い オ三調波と同一周波数の電波(数ミリワット)を導波管の途中から送り込み、マイクロ波放電と重ね合わせてみたが、実験の範囲内では放電によって減衰を受けるだけであった。

(d). 磁電管オ三調波の遮断 オ2.2図の3と4との間に帯域消去フィルタを挿入して磁電管からのオ三調波を遮断して実験を行ってみたが、フィルタを挿入したときとしないときとは、受信側で検知できたオ三調波出力は大差なく、むしろフィルタを挿入したときの方が大きかった。



(a)



(b)

図 2.4

(c). 実験結果の検討 以上四つの実験結果を、高調波はマイクロ波放電から発生するのではないとの立場に立つて検討してみる。

(a)の結果から碰電管の高調波はマイクロ波放電を行わせたときに検知できる高調波電力の $1/50$ 以下であることが分る。碰電管から高調波を大きく取出すにはかなりの技術を要し、個々の碰電管によりまた操作する人により、その出力に相当大きな差異があるといわれている。したがって(a)の実験結果は、碰電管の操作技術がまずいため、それから高調波を大きく取出すことができず、放電を介して碰電管の共振条件を微細に調節して高調波を大きく取出したのであると解釈しなければならない。放電管の反射波が碰電管に入れば、それによって共振状態に相当の影響を受けることは事実だからである。しかし

(b)の結果をみると、碰電管に帰ってくる反射波は、その出力の $2/10,000$ 程度であり、このようにわずかの電力で碰電管の共振状態が大きく変化することは考えられないが、假にそのようなことが起ったとしても、図 2.4 図を見れば分るように、気圧変化により放電からの反射波の量は大きく変化しているが、碰電管に入る反射波は殆ど変化せず、しかも高調波出力は大きく変化している。この現象を解釈するためには、気圧変化により放電状態が変化して、高調波が放電キャビティを通過する際の透過係数が変化するか、あるいは放電部で高調波が増幅せられ、その増幅度が気圧変化により大きく変化するか(この場合は高調波の発生源は放電であることになる)のいずれかであると考えなければならない。

(c)の結果をみれば、放電部で増幅現象が簡単に起るとは考えられない。(起らないとは云えない。うまい条件をおめれば起るのではないかと考えられるが、此の実験範囲では起すことができなかった)。また(d)の結果をみれば、碰電管からのオミ調波が遮断されているにも拘らず放電キャビティから先でオミ調波を検知できるので、先に述べた高調波の透過係数が変化して云々という解釈も全然成立しなくなる。したがって高調波の発生源はマイクロ波放電以外にはあり得ないことを示している。またフィルタを挿入したときのオミ調波出力が大きい

つたことも、次の様に解釈すれば当然のこと、思われる。すなわち、放電キヤビ
 テイで発生した高調波は受信側と碰電管側とに分れて進行し、碰電管側に向つて
 進行したエネルギーは、フィルタがなければ碰電管の中で一部消費せられるわけ
 であるが、フィルタを挿入することによりそこで反射されるので、受信側に進行
 した電波とこの反射波との位相関係が適当であれば、受信側で検知できる高調波
 電力はフィルタを挿入しないときよりも大きくなる筈である。

以上の検討により、これらの高調波の主たる発生源が碰電管であるとする初の
 假定が誤りであることは疑う余地がなく、マイクロ波放電から発生しているもの
 と考えざるを得ないのである。

§.2.4. 結云

今迄の実験により、適当な条件の下では気中マイクロ波放電から入力の高調波
 が発生することが分つた。その出力に影響する要素を整理すると、

- | | |
|-------------------------------|--|
| 放電により形成せられるプラズマ
の特性に關係する要素 | <ul style="list-style-type: none"> i). 気圧 ii). 気体の種類 iii). 電界の強さ |
| 電界の強さに關係する要素 | <ul style="list-style-type: none"> i). 放電ギャップの長さ ii). 入力 iii). 同調スタブの調節 iv). 電極およびその附近の形状、電極直径 |
| 高調波の育成取出しに關係する要素 | <ul style="list-style-type: none"> i). 同調スタブの調節 ii). 電極およびその附近の形状 |

その他 (例えば、低周波電圧の重ね合せ)

に分類することが出来る。又実験はしていないが磁場の重ね合せも大きく影響す
 るものと思はれる。此の現象を周波数逓倍器として応用する面から考えると、
 i). 入力容量が大きい。 ii). 高調波発生能率がクリスタルを用いた周波数逓
 倍器と同等若くはそれ以上である。 iii). 従来のものに比べて周波数変換部の
 寸法を格段に大きく出来る。 iv). 構造が簡單で、表面仕上および工作精度と
 大して必要としない。 v). マイクロ波放電を利用するため電極の損傷がな
 い。という長所を持ており、マイクロ波帯大電力用周波数逓倍器として優秀な性能を
 発揮する可能性がある。

参考文献

- 植之原、升谷、稲田、電気学会東京支部大会(昭和30年10月)、稲田、升谷、植之原、電気三学会連合大会(昭和31年4月)
 升谷、植之原、稲田、全エ、植之原、升谷、稲田、電気学会東京支部大会(昭和31年11月)
- J. F. Ramsay I.R.E. Vol. 46, 405~415, (1958)
- 植之原、升谷、稲田 電気四学会連合大会 (昭和32年4月)
- 植之原、植之原、升谷、稲田、電気学会誌、Vol. 78, 898~907 (1958)
- Millimeter Waves, M.R.I. Symposia Series Vol. IX, p. 652, Polytechnic Press

第 3 章

高調波出力に影響する要素⁽¹⁾

§.3.1. 緒 言

§.2.2 dで述べたように、高調波出力に大きな影響を与える条件は、主として、気圧、放電ギャップの長さ、入力、同調スタブの調節、電極およびその附近の形状、電極の直径、気体の種類、低周波電圧の重ね合せなどである。此のうちで、同調スタブの調節、電極およびその附近の形状は、放電キヤビテイの形式に属するものであり、現在用いているものは単にこのような形式のものでも高調波が発生するというに止り、又基本波の整合と高調波の整合とを切離せない英にも難点があるので、将来は色々な形式のものを考え、実験によつてより能率の良いもの、より内部残構の考え易いものへと移行して行くべきものである。従つて現在の形のものについて此の二つの条件が高調波出力に及ぼす影響について詳しく調べてみても、あまり意味がないように思われる。電極直径と放電ギャップ長との影響については関連させながら調べた方が良いのであるが要素が多くなり過ぎるので電極直径は7mmに一定して調べることとする。又気体の種類のよる高調波発生相異は、高調波発生残構を探る決め手になりそうに思われるが、放電キヤビテイ及び真空系統を本格的に整備し、純粋な気体について実験出来る様になければ意味がないので此の次に回すことにする。従つて、こゝに於ては現在の装置を用いて、しかも定量的に取扱い易い要素即ち、気圧、放電ギャップ長、入力がオ三調波出力（オニ、オ四調波についてはクリスタルの校正を行つてなかつたので行わなかつた）にいかなる影響を与えるかを調べることとする。

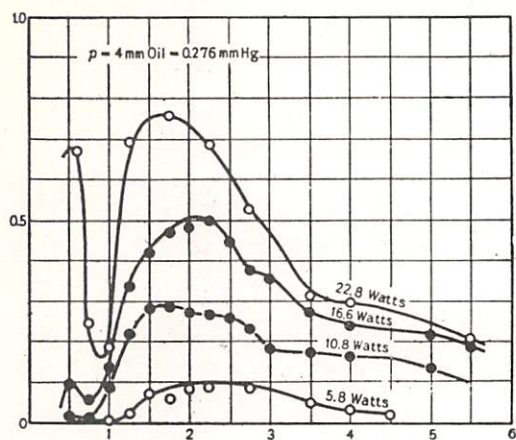
§.3.2. 実験装置及び実験法

実験装置はオ2.2図に示したのと同じであり、放電キヤビテイはオ2.3図に示すものを用いた。

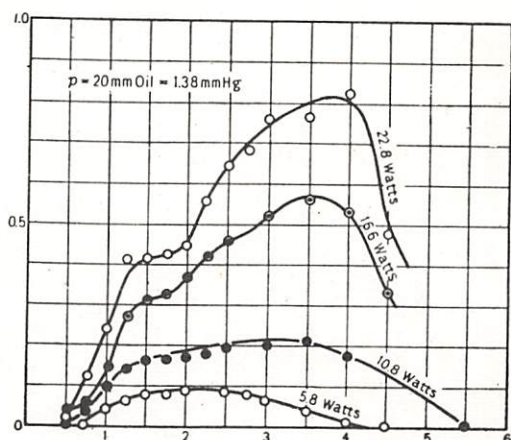
入力の周波数を一定に保ち、気圧、放電ギャップ長、入力の三つの条件を変え、各々の組合せに対してそのつど高調波出力が最大になるように同調スタブの調節を行つて測定した。実験装置は前にも述べた通り気密が良くないため、漏れと平衡させるように排気速度を調節して気圧を一定に保つように努力したが、油柱1mmぐらいの誤差は免れなかつた。これは気圧の高い方では大したことはないが、気圧の低い方ではその影響が大きいものと思われる。また同調スタブの調節も充分慎重に行つたつもりであるが、毎回理想的に行われていたとは保証し難い。したがつて充分満足できる結果は得られなかつたとしても、一般的に傾向は良く現われていると考える。

§.3.3. 放電ギャツプ長と出力

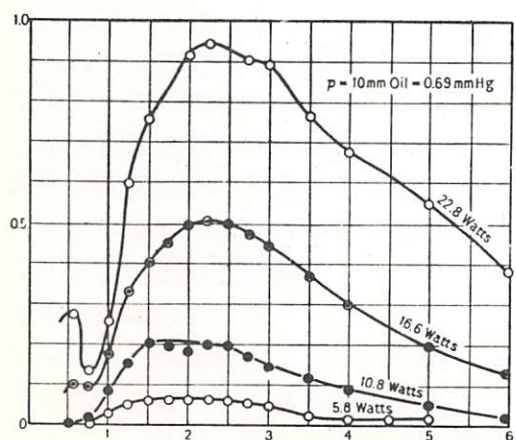
§.3.2の実験結果から、気圧を一定にし入力をパラメータとして、放電ギャツプの長さと同調波出力との関係を求めてみるとオ3.1図に示すようになる。



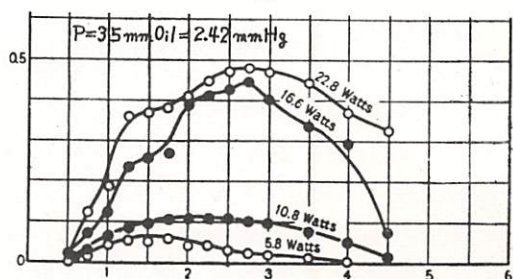
a



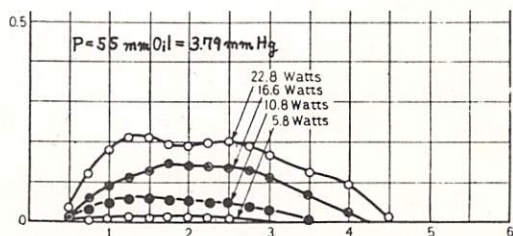
d



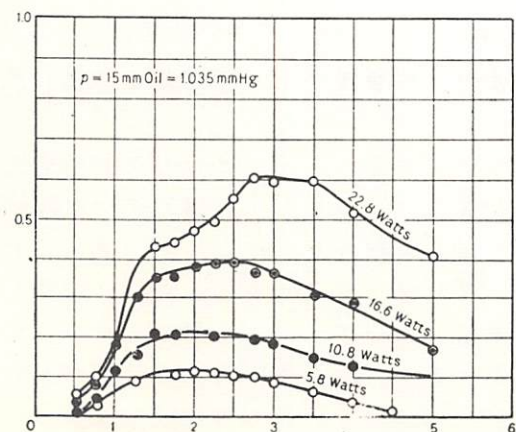
b



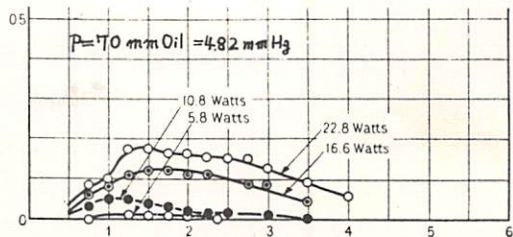
e



f



c



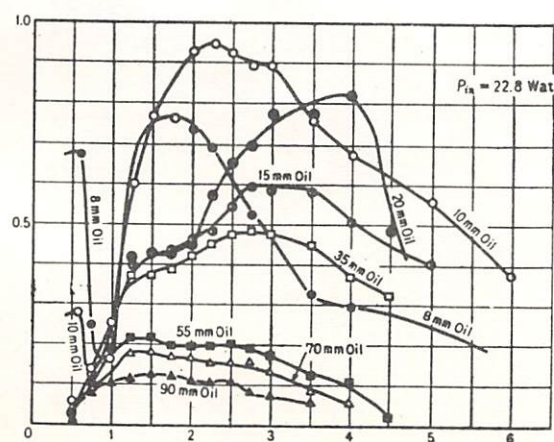
g

オ3.1図 ギャツプ長～オ3調波出力

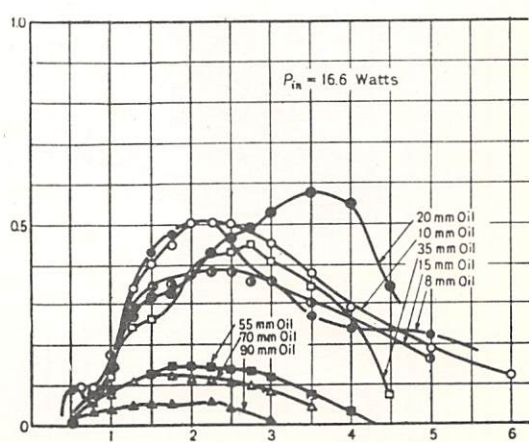
横軸：ギャツプ長 (cm)
縦軸：オ3調波相対出力。

一般に入力が大きくなると、出力最大になる放電ギャップの長さは長くなっている。肉眼および写真撮影により(§.4.5参照)放電状態を観測した結果では、高調波が発生するためには、ある一定の放電状態において、その主要部の電子密度がある一定値以上になる必要があるように見受けられる。また電極間の主放電部の周囲には光の弱い放電部が存在するが、この部分が大きくなると高調波の発生は弱まるようである。入力が大きくなれば必要な電子密度を保ち得る放電ギャップの長さは長くなりうるわけであり、逆に必要以上に放電ギャップの長さを小さくすれば、周囲の光の弱い放電部を大きくすることになり、かえって高調波の発生を阻害する結果となつて、入力の大きさにより(気圧によっても異なるわけである)高調波出力が最大になる放電ギャップの長さは長くなるのではないかと考えている。しかしオ3.1図(a), (b) において放電ギャップの長さが0.6 mm 附近に出力のピークが現われていることは、上述のような簡単な考え方では説明しきれない興味ある現象であつて、高調波発生機構を考察する一つの手がかりになるのではないかと考えている。

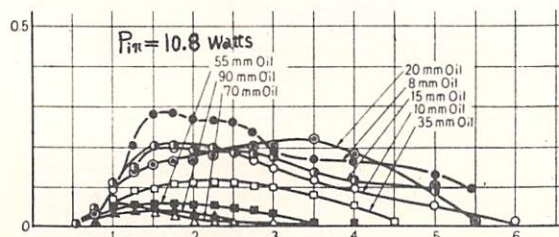
オ3.2図はオ3.1図を普直し、入力を一定にし気圧をパラメータとしたときの、放電ギャップの長さが高調波出力との関係を示したものである。



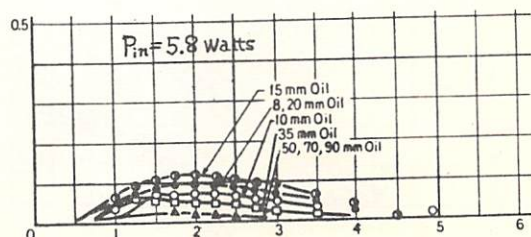
a



b



c



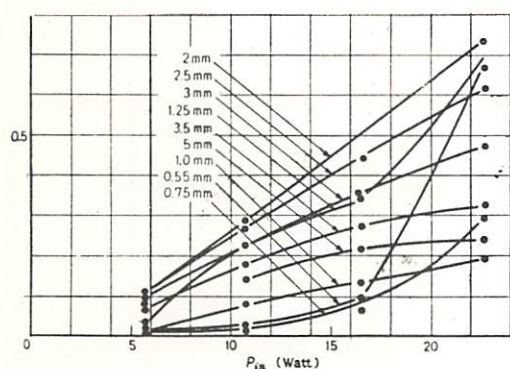
d

オ3.2図 ギャップ長—オ三調波出力

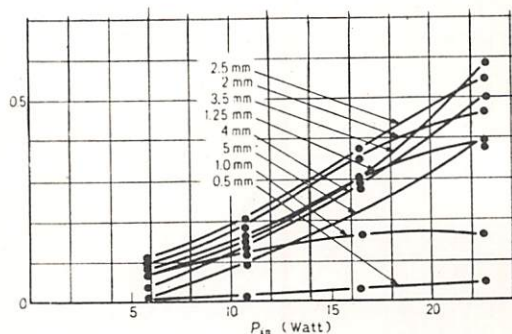
油柱 20 mm 以上の気圧では、一般に気圧が低くなるにしたがって高調波出力の最大になる放電ギャップの長さは長くなっている。気体の高調波放電圧は pl (p は気圧 $\times$ 放電ギャップの長さ)、 fl (f は周波数 $\times$ 放電ギャップの長さ) によって左右されること、ならびにマイクロ波放電から高調波が発生するためには、ある一定の放電形態と、ある電子密度が必要であるらしいことから考え合わせて、 pl が高調波出力最大の条件と密接な関係を持つと考えるのが自然であり、上述の傾向はこのことの妥当さを示しているようである。しかし油柱 20 mm 以下の気圧では逆の傾向が認められる。この領域は高調波出力が最大になる重要な所であり、また気圧測定誤差が大きく影響する所でもあるので、さうに精密な実験ができるように装置を改良して、この領域の研究を行う必要がある。

§. 3. 4. 入力と出力

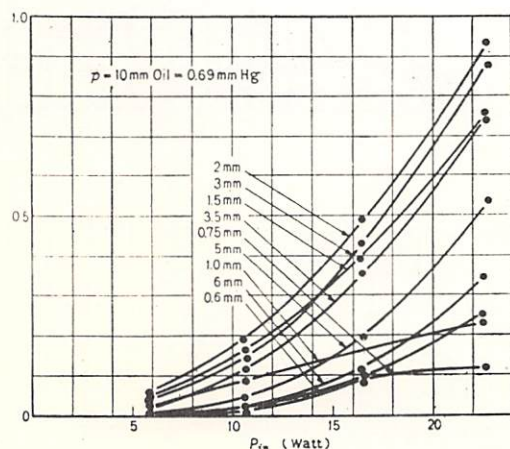
才 3. 3 図は気圧を一定にし放電ギャップの長さをパラメータとしたときの、入力と高調波出力との関係を示したものである。



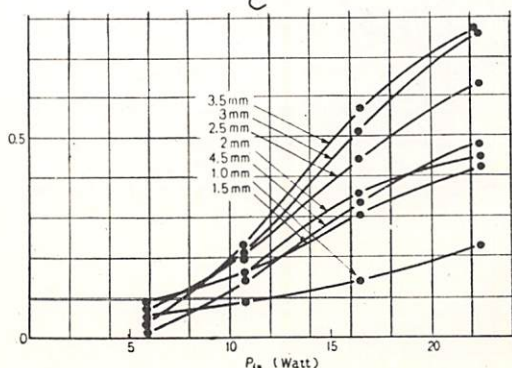
a



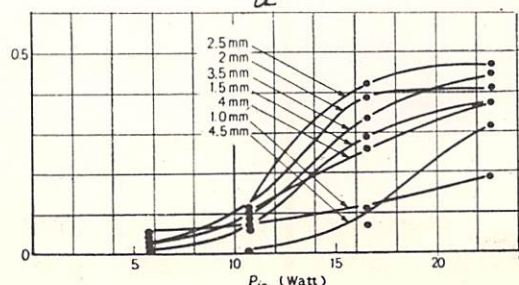
c



b



d

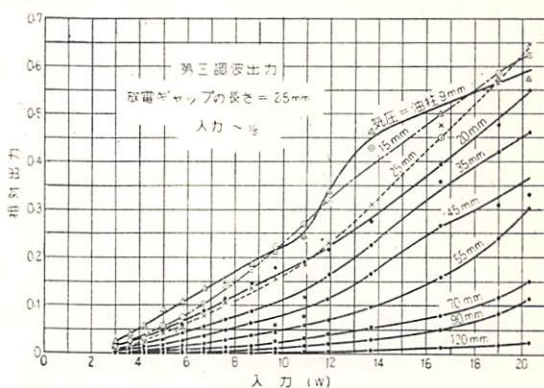


e

才 3. 3 図

図(4),(c)では、放電ギャップの長さが短いときに出力が飽和する傾向がみられるが、他の図では逆にギャップの長さが長いときに出力が飽和する傾向になっている。しかし、高調波出力が最大になる気圧(油柱20~9 mm)では、さうに大きな入力に対しても充分これに追隨して高調波出力が増加することを示している。

オ3.3図に示した入力と出力との関係は、測定のとつと同調スタブの調節を行つてあるので、同波数適格者として実際に使用する場合の入力に対する高調波出力の直線的関係を調べることができない。そこで、放電ギャップの長さを一定(2.5 mm)に保ち、同調スタブは入力17 W のときオ三調波出力が最高になるように調節して固定しておいて、気圧をパラメータとして入力に対するオ三調波出力の変化を調べて見た。その結果がオ3.4図に示されている。図から分る通り相当な区間にわたつてほぼ直線の関係が存在する。たゞ油柱9 mm の気圧の場合に若干不規則な変化をしているが、この辺はオ3.5図からも分る通り、気圧のわずかな変化で出力が大きく変わる所であり、又先ににも述べたように、油柱1 mm 程度の変動があつたので、これ以下の気圧の場合についてはさらに精密に調べる必要がある。

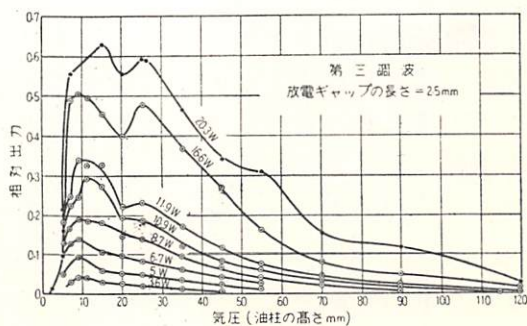


オ3.4図

§.3.5. 気圧と出力

オ3.4図を画直して、入力をパラメータとしたときの気圧によるオ三調波出力の変化を示したのがオ3.5図である。

気圧が油柱9 mm 見当よりも低いところでは急激に出力が低下しているが、出力の大きい所は気圧変化に対してあまり出力変化がなく使用上からは便利である。気圧は分子密度(衝突周波数と直接関係する)を表わしており、オ3.5図の横軸は密度比を表わす様にむしろ対数目盛にした方が考え易い。



オ3.5図

油柱20 mm の気圧の所に出力の谷が出来ているが、その左右の山が何を意味しているか、又そこを境にして左右で高調波発生機構に何らかの違いがあるのか、此の段階では全く不明であるが、高調波発生機構が解明されるにつれて分ることであり、又逆に此の様な現象が高調波発生機構解明の方向を与える手がかりになるものと思われる。

§.3.6. 結 言

以上の研究から、一般的な傾向として、

- 1). 入力が大きくなるに従って放電ギャップの長さは長くした方がよい。
- 2). 気圧が低くなるに従って放電ギャップの長さは長くした方がよい。
- 3). 入力と出力とはほぼ比例すると思えてよい。
- 4). 基本波 3000 MC のときオミ調波出力の大きい気圧は、油柱 8 mm ~ 30 mm の間である。

ということが分つた。2) は放電のし易さに関連しており、1) は高調波発生に与る電子密度の高いプラズマが周囲から劇然として存在して、それを取巻く弱いプラズマが出来るだけ少ないような放電形態が望ましいことを示しているようである。従って放電ギャップの長さは放電ギャップ特に電極の形状によつて違つてくるべきものであるが、上に述べた傾向は電極形状の如何に拘らず存在するものと思われる。高調波発生部のデイクンジヨンは、波長に比べて充分短い方が、その中の各部で発生する電波の位相を合せる上から好都合なわけであり、又放電のし易さはそれとも関係するので、基本波の周波数が増加するにしたがつて放電部のデイクンジヨンも小さくした方がよいと考えられる。

入力と出力の関係は、此の実験が高々 30 W 程度の入力までの実験であるので、略直線の関係を示しているのであつて、更に入力が増加すれば飽和する筈である。プラズマの電子密度で決定せられるプラズマ周波数が入力の周波数と等しくなれば、その中へは入力の電波は侵入深さの程度しか入れず、入力を増してもプラズマ部の体積が横に広がるだけであり、残りの電力は反射せられるからである。又プラズマが横方向に拡がることは前に述べたように、高調波発生には望ましくないようであるからである。

高調波発生に都合の良い気圧は、主として入力周波数と、電子の衝突周波数との関係で決まる様に考えられる。此所では空気をを用いたわけであるが、仮にこれが N_2 だけで構成せられていると考えると、油柱 15 mm = 1 mm Hg の場合の電子の衝突周波数を求めてみると、

電子の平均エネルギー = 1 eV のとき

$$P_c \approx 30 \text{ cm}^{-1} (\text{mmHg})^{-1}, \nu_c \approx 5.93 \times 10^9 \mu^{\frac{1}{2}} p, P_c \approx 1.8 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$$

電子の平均エネルギー = 2.25 eV のとき

$$P_c \approx 90 \text{ cm}^{-1} (\text{mmHg})^{-1}, \nu_c \approx 5.93 \times 10^9 \mu^{\frac{1}{2}} p, P_c \approx 8.1 \times 10^9 \text{ sec}^{-1}$$

$$\omega = 2\pi f \approx 1.9 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1} \quad \text{となる。}$$

但し P_c : 電子の衝突確率 $\mu = \frac{m v^2}{2e}$ で eV であらわした電子エネルギー

p : 0°C のときの気圧

ν_c : 電子の衝突周波数

f : 基本波の周波数

である。 N_2 では、電子エネルギーが 1 eV から略 2.25 eV の範囲では、電子エネルギーの増加にしたがつて ν_c は増加するが、それを越すと略 4 eV までは逆に

減少し、4 eV の時 $\nu_c(4\text{eV}) \doteq 2\nu_c(1\text{eV})$ となる。低周波放電の場合の電子の平均エネルギーは、大体 1 eV ~ 4 eV 程度と考えられているので、マイクロ波放電の場合もそれに倣って、1 eV ~ 4 eV の範囲の衝突周波数を取上げてみたわけであるが、大体

$$\frac{\nu_c}{\omega} \doteq \frac{1}{10} \sim \frac{1}{2}$$

見当の所であり、 ν_c と ω との関係から適当な気圧が決定せられるのではないかとの疑を持つのは当然である。又別な考え方をすれば、マイクロ波放電から高調波が発生するのは、衝突による電子の速度変化が主役を演じているものと考えなければならぬ。衝突を考えないで高調波が発生することは考え難いからである。此の様な観点からみたとて、基本波の周波数が上るに従って、高調波の発生に都合の良い気圧は一般に上昇するものと予想せられる。

参考文献

1. 植之原、植之原、升谷、稲田。電気学会誌 Vol. 78, 898-907 (1958)
2. 武田。電気学会誌 Vol. 72, 753-756 (1952)

第 4 章

高調波発生機構の探究 その一

§. 4.1 緒言

これ迄の研究によつて、マイクロ波放電から高調波が発生することは、疑うべからざる事実として承認しなければならぬことになり、その工学的な利用にも希望が持てるようになった。然し何所か釈然としないものがあるのは筆者一人だけではないと思われる。それはその発生機構が分らないためであつて、あれだけの実験事実の前に一応は承認しながらも「ワ—という疑を懐かせるのである。もともと此の現象は初めは仲々信用せられなかつたのであつて、例えば、§. 2.2 迄の実験事実をあげて S. C. Brown 氏に批判を求めたときには、私はマイクロ波放電から高調波を取出そうと試みに人を沢山知つてゐるが、その何れもが失敗に歸している。その様に簡単に高調波が取出せるとは考えられない。実験装置の不完全さにより、あにかも高調波が発生したかの如く見誤つたのではないか、更に慎重な実験が望ましい。」と、むしろマイクロ波放電から高調波が発生するとは考え難いという態度であつた。§. 2.3 の研究は此の批判に応えるためになされたのである。次に本章迄の実験事実をあげて、ベル電話研究所の放電およびマイクロ波関係の研究者達に批判を求めたところ、「我々は之等の実験結果を慎重に検討し討議した。その結果、マイクロ波放電から高調波が発生するという現象を承認せざるを得ないとの結論に達した。そして、それは我々の未知の機構によるものであると考えられる。」との答を得て、⁽¹⁾始めて外国にも此の事実を承認する人達が現れたのである。

この様に、それ迄の知識を以つてしては、どの様な機構で高調波が発生するかということ、簡単に推察出来なかつたのであり、それは又、マイクロ波放電の研究の歴史が浅く漸く緒につき始めにのが 1946 年頃⁽²⁾からで、それも、放電開始電圧の研究とか、マイクロ波放電あるいはマイクロ波を用いた放電の基礎量の再測定とかに主力が向けられており、マイクロ波放電に伴う諸種の現象の研究迄には及んでいなかった、という背景によるのである。

従つて、先決問題は其の機構の解明にあるのである。周波数過倍器として用いて短ミリ波、サブミリ波の発生を目指す工学的利用も重要ではあるが、基礎を確立することが工学的な進歩を促進する所以でもあるので、先づ高調波発生機構の探究から始めることにする。

§. 4.2 探究の方針

前節に述べたように、此の現象を直ちに説明できるような理論的労作も実験的報告も見当たらないのであつて、全く未知の分野の探究であり、解決の緒を何所に見出したら良いかも分らない状態である。そこで先づ どの様な方向かう、どの

称な態度で研究を進めてゆくか、という方針を決めてかかる必要がある。

高調波が発生するという事は、巨視的な見方をした場合、「マイクロ波放電で形成せられたプラズマが、非直線素子として働いている」、ということである。これに関連して直ちに想起せられるのは、低周波グロー放電に於ける電圧～電流特性の非直線性である。そして、このことを取上げてマイクロ波放電も非直線性を持つのが当然であり、それから高調波が発生するのは理の当然であるとする人もあったのである。然し低周波の場合の非直線性は、電極近傍の空間電荷が主役を演じて生じたものであって、⁽³⁾プラズマに近い状態にあると考えられている陽光柱部は、非直線性とは一応無関係であると考えられていた筈である。一方マイクロ波放電で形成せられるものは、放電によって形成せられるプラズマの中では、現在最も理想的なプラズマに近いものと考えられている。然し低周波放電の場合とは異り、電極近傍迄もの様なプラズマで満たされているのであって、低周波放電の非直線性からの類推は許されないのである。

然らばマイクロ波放電によって形成せられるプラズマが、どの様な機構によって非直線性を帯びるに至るのであろうか。これはその様なプラズマに特有の現象であるのか。あるいは他の方法によって作られた適当なプラズマに、イオン化をそれ以上進行せしめない程度の適当なマイクロ波電界を印加しても起り得る現象であらうか。

此等の点を解明してゆくに当り、実験によって次第にその本質に迫ることとし、気体運動論的に解析して非直線性を見出すことには手を染めないことにする。実験事実の集積なくして徒らに理論解析を急げば、往々にして誤りに結論を引出す結果になることがあり、又この現象が物理的に興味あるものであれば遠からずして理論解析に着手する人も現れる筈であり、その場合に、集積された実験事実は解析の方向を正しく保持する道しるべとなる筈であるからである。

そこで探索の方向として、先づ

- i)、此の現象と何うかの関係がありそうに思われる既知の理論及び実験事実を整理検討して見る。
 - ii)、次に、放電の特性を各方面から調べて、高調波発生機構と関係する事項を外周から次第に絞り上げて行く。
 - iii)、更に純粋気体を用い、気体の種類を変えることにより、マイクロ波放電で形成せられたプラズマ或はそれを構成する気体分子の如何なる物理量が非直線性を本質的に支配しているか、そのような物理量を見究めること。
 - iv)、之等の実験事実の集積をもとにして、簡単なモデルを設定して高調波発生の説明を試みる。
- という方針をとることにする。

§ 4.3 既知の事項の整理

(A) 理論的事項

(I) H. Margenau 氏及び L. M. Hartman 氏はイオン化を起し得る程度に強い高

周波電界 $E \cos \omega t$ が気体に加えられたときの電子の速度分布を論じており、速度分布函数を次の形に展開した方がより一般的であるとして理論を進めている。即ち、

$$f(\alpha, v, t) = \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\alpha) \left\{ f_0^l(v) + \sum_{m=1}^{\infty} [f_m^l(v) \cos m\omega t + g_m^l(v) \sin m\omega t] \right\} \quad \text{----- (4.1)}$$

但し、

v : 電子速度

v_x : 電子の電界方向 (x 方向) の速度成分

t : 時間

ω : 外部電界の角周波数

α : v_x/v

P_l : l 次のルジャンドルの多項式

である。そしてこのことから電流密度は

$$I_x = \frac{4}{3} \pi e \int_0^{\infty} \left\{ f_0' + \sum_m (f_m' \cos m\omega t + g_m' \sin m\omega t) \right\} v^3 dv \quad \text{----- (4.2)}$$

になるとしている。此の計算は高周波放電を出来るだけ厳密に扱おうとの意図の下になされているので、始めから分布函数に高調波項まで含めているのであるが、残念ながら彼等は高調波を発生せしめることには関心を持になかったので、高調波項の係数の計算がなされていない。従ってこの計算からは、高調波項の係数を決定するのが如何なる要素であり、如何なる機構で高調波が発生するかを知ることは出来ない。高調波発生に注目した人はない様に思われるが然し観測を以てこれにおいて此の計算をみれば、彼等の計算を拡張して高調波項の係数の計算を行うことにより直ちに高調波発生の本質に迫り得るわけである。ただ此の際どの様な物理量が高調波発生を本質的に支配しているかを実験的に知っておく必要があると思われる。

もう一つの見方として、(4.1)式の速度分布に入力の高調波分があることから、何卒かの方法で $\sum_{l=0}^{\infty} P_l(\alpha) f_m^l(v)$, $\sum_{l=0}^{\infty} P_l(\alpha) g_m^l(v)$ を大きくすることが出来たなら、亦 m 次高調波と同じ周波数で速度分布の或る成分が変化し、しかもそれに与る電子数が多い事を示すことになる。これは亦 m 次高調波が発生するように、電子が密度変動を受ける可能性を暗示しているのではなからうか。

(2) H. Margenau 氏はその1946年の論文⁽⁵⁾に於て、プラズマに $E \cos \omega t$ なる弱い高周波電界が印加せられた時、電界が弱いことから電子の速度分布函数の高調波項を省略して、

$$f(v) = f_0(v) + v v_x [f_1(v) \cos \omega t + g_1(v) \sin \omega t] \quad \text{----- (4.3)}$$

となるとして、プラズマの高周波導電率が

$$\sigma = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{e^2 n}{m} \left[\int_0^{\infty} \frac{v(u) u^4 \exp(-u^2) du}{\omega^2 + v^2(u)} - i\omega \int_0^{\infty} \frac{u^4 \exp(-u^2)}{\omega^2 + v^2(u)} du \right] \quad \text{--- (4.4)} \quad *$$

となることを示している。

但し、

$$r = \frac{eE}{m}$$

n : 電子密度

v : 電子速度

T_e : 電子温度

v_x : 電子の電界方向(x方向)速度成分

である。

此の式に於いて衝突周波数 ν が電子速度即ち u によって変らないとすると、

$$\sigma = \frac{e^2 n}{m} \left[\frac{\nu - i\omega}{\omega^2 + \nu^2} \right] = \sigma_{\text{real}} - i\sigma_{\text{ima}} \quad \text{----- (4.5)}$$

となり、プラズマの電子密度及び衝突周波数をマイクロ波測定する場合に現在広く用いられている式になるわけである。

此等の式に於ける電子密度 n は、プラズマの微小体積素のそれを指しているのであるが、相当広い領域に亘り n が一様であるとする、電子密度 n が印加電界の周期で時間的に変化すると考えられない。遊離電子の平均寿命は $\tau = \lambda / (vC)$ で表われ、 λ は電子の平均自由行程、 v は電子速度、 C は電子の附着確率)、空気中では 0°C , 1mmHg , 0.1eV のとき $\tau = 3 \times 10^{-4}\text{sec}$ 程度である。⁽⁴⁾ これを仮に 3000MC の1周期と比較したときは相当強い電界中でも電子の寿命は比較にならない位長く、マイクロ波放電ではいったん生じた電子はなかなか消滅せず、電子密度は或定常状態に一定に保たれるものと考えられるからである。従って ν が電子速度によらず変らないと考えた(4.5)式からは、非直線性は考えられないわけである。然し(4.4)式に於て、若し電子エネルギーが入力の周波数と或る一定の関係で変化する様なことがあれば、 u は時間の函数となり、更に ν が u の函数であれば、(4.4)式の積分は各瞬間についての積分であるので、複素導電率 σ が時間の函数となる。即ち非直線性を示すことが予想せられる。

電子密度 n について、 n が時間的に変化しないことを仮定したが、何事かの機構によって密度変動でも起るとしたら、全体の平均密度は不変であつたとしても、プラズマの中では時間と場所によって電子密度が変化するわけであつて、此の場合は前に述べた様な単純な考え方は出来ないわけである。

＊ 註 (4.4)式は参考論文(5)の511頁の(25)式、即ち高周波電流 I が

$$I = \frac{4\pi}{3} e r \int_0^\infty f_1 \left(\cos \omega t + \frac{\pi \omega}{\nu} \sin \omega t \right) v^4 dv$$

で表われる。これに

$$r = \frac{eE}{m}$$

$$\lambda = \frac{v}{\nu}$$

$$E = \frac{1}{2} m v^2$$

$$u = \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{1/2} v$$

$$f_1 = \frac{\pi m v}{(v^2 + \omega^2 \lambda^2) k T_e} f_0 \quad (27) \text{ 式}$$

$$\left. \begin{aligned} f_0 &= A e^{-E/kT_e} \\ A &= n \left(\frac{m}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} \end{aligned} \right\} \quad (26) \text{ 式}$$

を代入し、 $\sigma = I/E$ とすれば求められる。もとの論文に於いては(27)式として

$$f_1 = \frac{\lambda m v}{v^2 + \omega^2 \lambda^2} f_0$$

としてあるが

$$f_1 = - \frac{\lambda}{v^2 + \omega^2 \lambda^2} \frac{\partial f_0}{\partial v} \quad (14) \text{ 式}$$

から考えて、

$$f_1 = \frac{\lambda m v}{(v^2 + \omega^2 \lambda^2) k T_e} f_0$$

となるべきであり、ミスプリントと思われる。

(3)、本多氏⁽⁷⁾、山本氏⁽⁸⁾、L. Gould 氏等⁽⁹⁾は、高周波放電の場合に電子の平均エネルギーが、入力に二倍の周波数で変化することを示している。此の事は平均電子の速度が入力の周波数で変化することを考えれば当然であるが(2)に述べた所と考へ合せると、衝突周波数 ν が電子速度の函数でありさえすれば、非直線性が考へられるわけである。

(b) 実験事実

オ2章に述べた実験の他には見当らない。

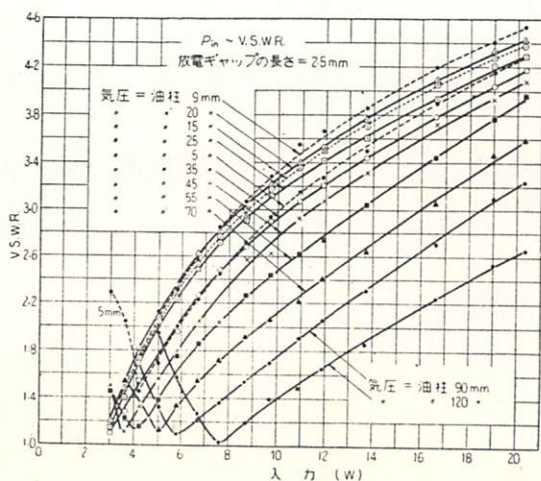
§. 4.4 放電のインピーダンス⁽¹⁰⁾

気圧、入力により高調波出力が変化することはオ2章に述べた。そこで此の二つの要素により放電のインピーダンスがどの様に变化するかを知っておくことは大切なことである。オ3.4図を求める実験に於いて、毎回放電キムビティの手前でV.S.W.R.を測定し、定在波の電圧最小点の位置(放電していないときの電圧最小点の位置は最初に測定しておいた)を測定してあったので、それを整理して以下の結果を得た。

(a) 気圧、入力によるV.S.W.R.の変化

気圧をパラメータとしたときの入力に対するV.S.W.R.の変化をオ4.1図に示す。気圧一定の場合には入力が減少するに従ってV.S.W.R.は1に近づき、さらに入力が減少すると急激に増加する。また気圧が高いほど、V.S.W.R.が極小になる入力は大きい。

放電キムビティから先では、入力(基本波)は遮断されるので、V.S.W.R. = 1とすれば象知のとおり入力の $4I/(1+r)^2$



オ4.1図

は放電によって消費せられるわけである。オ4.1図は、他の条件が同じであれば、放電に最もよく吸収せられる入力の大さは気圧によって異なり、気圧が高いほどその入力が大きいのことを示している。

オ3.5図と対照してみるとき、気圧一定のとき高調波が発生するために必要な最小入力と、 V, f, W, R が最小になる入力とがほぼ等しくなっている。以上二つのことは入力の角周波数 ω と衝突周波数 ω' との兼ね合いが、高調波発生と関係ありそうなことを示しているようである。

入力一定の場合に、各気圧の曲線のY最小点より右側、即ち高調波の発生している場合を対象として調べてみると、気圧が低下するに従って、 V, f, W, R が増加しているが、油柱15mmの気圧で若干減少し、そこから再び増加して油柱9mm附近で極大となり、さらに気圧が低下すると逆に急激に減少している。この変化の有様をオ3.5図と対応してみると、入力20W位のとき油柱20mmの気圧で高調波出力に谷があり、油柱15mmで出力は極大になっている。また一般に油柱9mmよりも気圧が低くなると高調波出力は急激に減少している。これと類似のことはオ3.2図の場合にも見受けられたのであり、オ3章にも述べたように、油柱20mmぐらいの気圧を境にして、高調波発生に与る要素が少し変わるのではないかと疑が持たれるのである。

(b). 気圧、入力による入力インピーダンスの変化

§.4.3(a),(2)に於て述べたように、マイクロ波放電の電子密度 n は、気圧、入力の大さおよび電極間の場所によって決り、電界の周期的な変化に追隨して変化する量は無視出来る程度のものであると考えられる。また(4.5)式のように v を電子速度に無関係であると仮定すれば、マイクロ波放電の導電率は、入力の大さおよび気圧によって決まり、入力電界の周期的変化に追隨しては変化しない。もし電界の変化につれて、放電の導電率が相当大巾に変化するものであれば、オ4.1図に於いて V, f, W, R の値が1に近い値をとるといことはよづ考えられない。従って、§.4.4の始めに述べた測定結果を用いて、スミス図表により計算すれば、気圧、入力の变化に対する入力インピーダンス(基準化インピーダンス) $Z = R + jX$ を求めることが出来る。

放電キャビティを1個のインピーダンスと考え(マイクロ波放電も含めて)入力を P_i 、消費電力を P_L で表わし、低周波回路と同様に考えると、

$$P_L = P_i 4R / (r+1)^2$$

$$V = |Z| \sqrt{P_L} / \sqrt{R}$$

$$I = V / |Z|$$

の式によりインピーダンスにかかる電圧およびそれに流れる電流に比例した量 V, I を考えることが出来る。勿論この V, I は上にも述べた様に低周波回路と考えた場合のことであって、これらがマイクロ波放電に於ける何を意味するかについて論じているわけではない。

気圧をパラメータとし、 I に対する R および X の変化の曲線はオ4.2図に示す

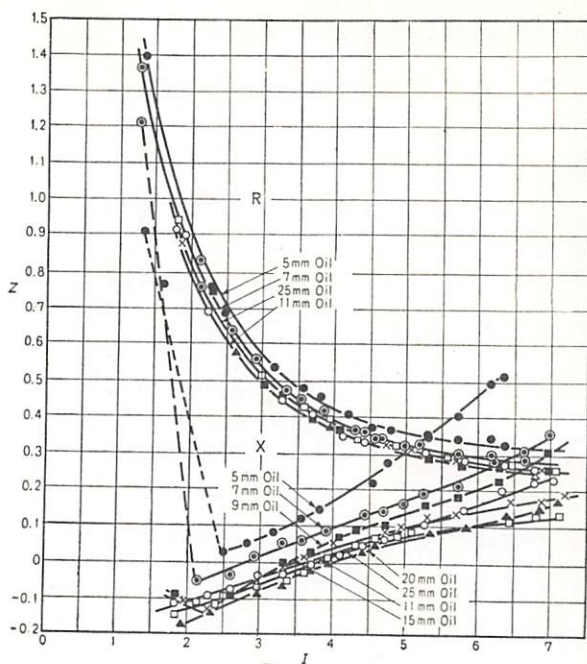
とおりである。一般に気圧の低下に従ってリアクタンス分は増加しているが、抵抗分は極小値を持っており、それ以上気圧が低下すると逆に抵抗値は増加する。これは(4.5)式に於て、

$\omega = 1$ のときに導電率の実数部が極大値をもつことと傾向が良く一致している。ただ高調波出力が最大になる所の気圧(油柱9~25mm)では、 $I \sim R$ 曲線がほとんど一致し、しかも同一入力に対する最小の抵抗値を示していることである。高調波の次数によって最大出力の気圧が異なることは第2章に述べた通りである。若しも此の $I \sim R$ 曲線が、クリスタルの特性を示す $V \sim I$ ($I \sim R$) 曲線等と同じような意味を持っているなら、此の辺の気圧では、気圧によって曲線の型に相当な差異が認められても良い筈である。此の様な考え方からすれば、此等の曲線が殆んど一致することは一見奇異に思われるが、これは第4.2図がいわゆる非直線回路の特性曲線とは意味を異にしているためである。

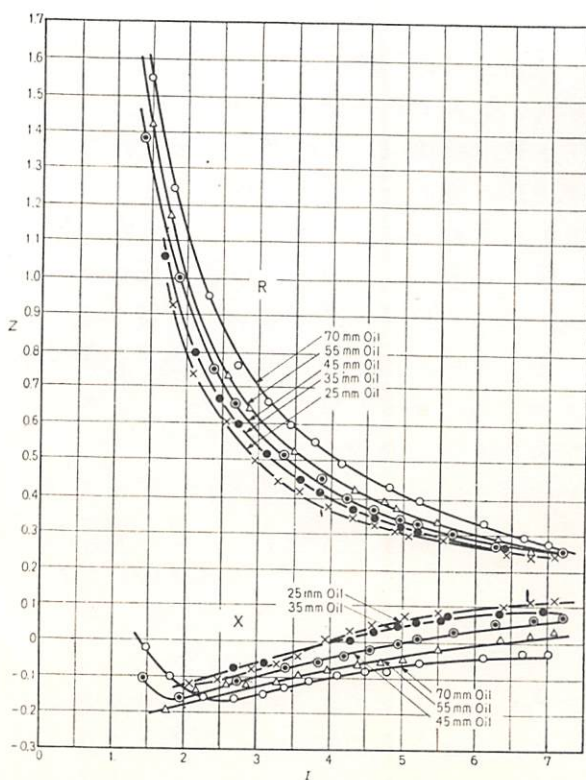
此の測定は電力を基にしているので、それから求められるものは電流の実効値に対応している。仮に電流によりプラズマの抵抗分が ωt の函数 $r(\omega t)$ で変化したとすると、その中で一周期の電力損失は

$$P_L = \int_0^{2\pi} (I_0 \sin \omega t)^2 r(\omega t) dt$$

$$= \frac{I_0^2}{\omega} \int_0^{2\pi} \sin^2 x r(x) dx$$



第4.2図 a.



第4.2図 b.

となる。今気圧により $\gamma(x)$ の函数型が変、同時に電力損失が変るかを検討してみると、 $\gamma_1(x)$ 、 $\gamma_2(x)$ を夫々異なる気圧に対応させて、

$$\int_0^{2\pi} \sin^2 x \{ \gamma_1(x) - \gamma_2(x) \} dx = 0$$

を成立せしめる称な $\gamma_1(x)$ と $\gamma_2(x)$ が存在すれば、その称な抵抗変化は此の測定からは見分けられないわけである。

$$\gamma_1(x) - \gamma_2(x) = f(x)$$

としたときに、 $f(x)$ が $\sin^2 x$ の直交函数であれば上述の積分は零となるので、電力を基準にした測定法では、瞬時値に対する情報は一意的には得られないことが分る。

マイクロ波電界の周期的な変化に対する電流変化の特性を測定できるなら、従来の非直線回路からの高調波発生理論を適用することも可能であろうが、その称な測定は殆んど不可能だと考えられる。然しもしその称な測定が可能であったとしたら、おそらく以下に述べる称な結果になるのではないかと考える。即ち“入力の大きさによって決まるインピーダンスを基準値として、入射波電界の周期的な変化に追隨して、その基準値のごく近傍でインピーダンスが変化する。その変化の仕方は気圧によって異なる。”

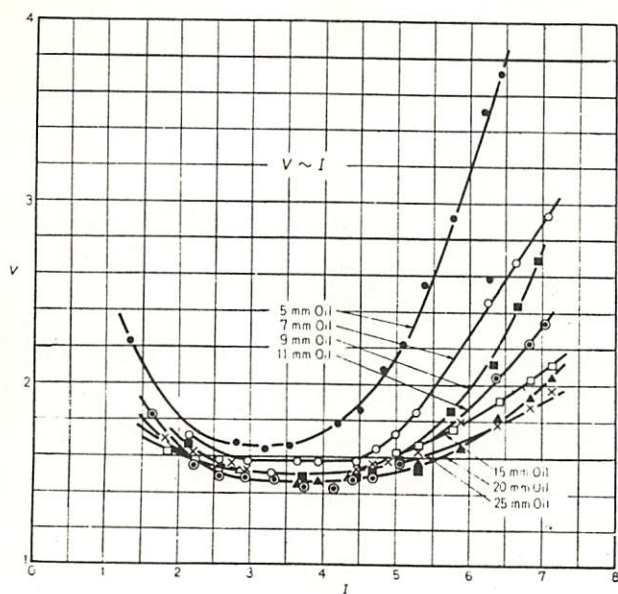
この称に考えると、高調波の発生する理由も、また高調波の次数によりその最大出力の気圧が変化することも理解出来る。従つて、高調波発生機構を調べるには、此所に述べたような、電力測定から非直線性に対する情報を採ろうとする方法では本質に迫ることは難しいものと考えられる。§.4.3 (a) の (1)、(2) 特に (1) に述べた Margenau 氏の取扱いのように、分布函数の時間的な変化を考えて、それから結論されるところと現象との対応をつけながら考察して行く方法が良いと思われる。

(C). 気圧変化による $V \sim I$ 特性の変化

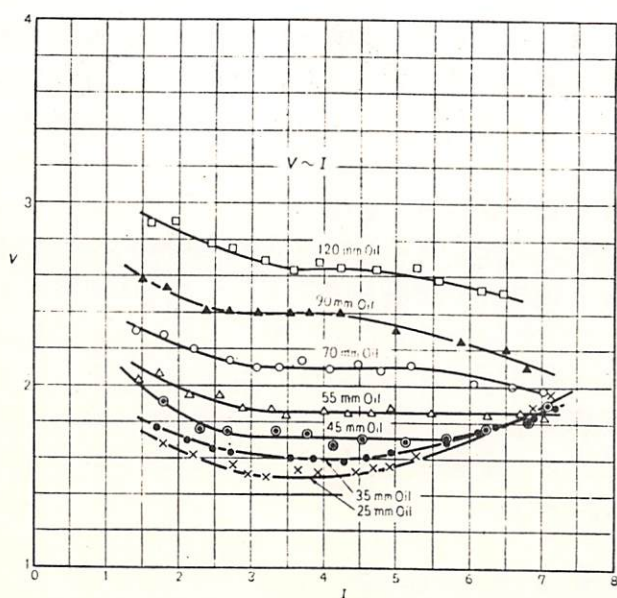
前節の方法で V を求め、 $V \sim I$ の関係を気圧をパラメータとして表わすと、オ.4.3 図の通りである。油柱 11~25 mm の間の気圧では大体同じような曲線である。油柱 5 mm 以下では、U 字形の特性を示しており、あたかも低周波放電に於ける正規グロー放電の特性を思わせるものがある。高調波が発生するのは、大体 U 字形の底部中心よりも右側である。高調波が発生するには、単に放電しているだけではなく或る程度の電力即ち電界強度が必要で、それ以下の電界では能率が急激に低下することを示している。

§.4.5. 電子密度及び電子温度^(*)

プラズマの性質を考える場合に、先づ知りたいことは、電子密度及び電子温度などの程度であるかということである。マイクロ波放電で形成せられるプラズマの電子密度、電子温度を探針を用いて測定した例は、筆者の知る限りではまだ見当らない。また電子の速度分布は高周波電界によって周期的に変化しているわけ



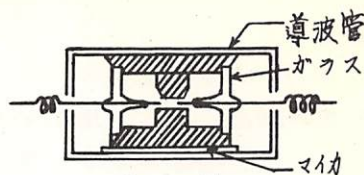
※ 4.3 図 (a)



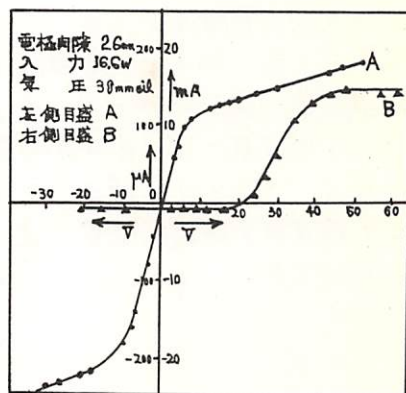
※ 4.3 図 (b)

であり、その様なプラズマの電子温度とは何を指すかということも問題であるが、一応の目安として従来の測定法による結果だけでも知りたものである。

そこでオ4.4図に示す様に、放電ギヤビティのガラス円筒に直径0.1mmのモリブデン線を植込み、その先端2mmを残して他はガラスで被覆せられた探針を作った。先端部の巨高は約6mmであり、高調波が発生する場合に強く放電している部分(オ4.6図参照)の情報を探れるようになっている。又探針及びそれから導波管外部への引出線は図に示す様に、導波管横断面内で上下の管壁と平行になっているので、電気力線とは直角になっていると考えられる。従ってこれ等の金属線の存在は、それが存在しない場合の電磁界分布を殆んど乱さないものと考えて差支えない。



オ4.4図



オ4.5図

先づ此の二本の探針を用い、之等がマイワロ波電界と直角に配置せられていることを利用して小島、高山氏⁽¹²⁾がE.O. Johnson及びL. Malter氏の複探針法⁽¹²⁾を用いて高周波放電の電子温度を測定したのに倣って、電子温度を測定した。又その中の一本と、上部電極とを用いて、探針の面積比の非常に大きな複探針とし、之を単探針の様に考えて電子温度及び電子密度を測定してみた。それらの場合の探針の電圧～電流特性の一例がオ4.5図に示されている。図のAが前者によるものであり、Bが後者によるものである。求められた電子温度及び電子密度がオ4.1表に示されており、又電子密度に対応するプラズマ周波数も示されている。

探針測定は相当熟練を要し、又細かな点まで注意して行わなければ誤差を生ず

気圧 (mm oil)	入力 (watts)	電子温度 (°K)		電子密度 (cm ⁻³)	プラズマ 周波数(%)
		A	B		
30	16.6	39000	47000	11.4×10^{10}	3.033×10^9
	10.8	41000	37000	6.5×10^{10}	2.29×10^9
20	22.8	45000	55000	16.0×10^{10}	3.60×10^9
	16.6	50000	52000	11.9×10^{10}	3.10×10^9
	10.8	51000	41000	7.3×10^{10}	2.43×10^9
10	22.8	64000	60000	13.0×10^{10}	3.24×10^9
	16.6	58000	58000	12.4×10^{10}	3.15×10^9
	10.8	59000	54000	8.0×10^{10}	2.50×10^9

オ4.1表

る⁽⁴⁵⁾と云われている。此の測定には筆者は不慣れであるので、測定誤差は相当あるものと覚悟しなければならない。そしてその裏がオ4.1表の電子温度の測定結果に若干現われている。然し二つの方法による電子温度の測定結果が大体一致しており、入力の増加、気圧の低下とともに電子温度が増加する傾向が明瞭に表われている。又入力の増加とともに電子密度が増加し、プラズマ周波数は入力周波数と略同じ称な所にあることから考えて、大きな誤差はないものと考えてよいので、大体の値を知るといふ初期の目的は達せられたものと考えられる。

プラズマに電磁波が入射した場合、そのプラズマのプラズマ周波数が入射波の周波数より高くなると、電磁波はそのプラズマ内部に侵入出来ない、従ってマイクロ波放電の場合に於ても、それによって構成せられるプラズマの電子密度は、入射波の周波数とプラズマ周波数とが等しくなる所が限界であると考えがちなのである。然し、プラズマの侵入深さは金属等に比べて桁違いに大きいので、たとえプラズマ周波数が遮断周波数に達しても、相当深い所迄電磁波が侵入し、電子密度は遮断周波数以上まで上昇し得るわけである。此の裏が入力 $22.8W$ のときに現われている。

之等の測定から、プラズマ周波数は大体入力周波数の附近にあり、電子温度は $40000^{\circ}K \sim 60000^{\circ}K$ であることがわかる。

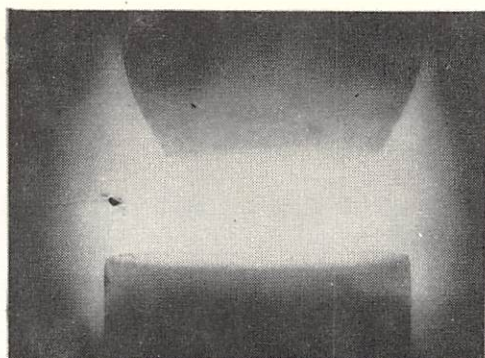
3.4.6 低周波電圧の重ね合せ

クリスタルを用いて周波数遊倍を行う場合に、適当なバイアスをかけて用いれば、能率が良くなることは周知のことである。そしてマイクロ波放電から高調波を取出す場合にも、これと類似の現象が見られることはオ2章に述べておいた。クリスタルを用いて行う場合のことは、その内部機構は別として、電圧～電流の非直線性から説明出来たわけであるが、マイクロ波放電の場合はその様な電圧～電流特性を測定出来ないことは、3.4.4に述べた通りである。然しその反面、クリスタルの場合は、内部で如何なることが起っているかを、外部からの視察によって推察出来ないが、マイクロ波放電の場合は此の裏に或る程度の希望がある。

そこで気圧を変え、低周波電圧を重ね合わせた場合と然らざる場合とについて、オ3及びオ4調波出力を測りながら、その放電状態を撮影してみた。その結果の一例がオ4.6図の(a)～(h)に示されている。此の写真は大拡大されたものであり、下部電極の端面の直径が $10mm$ である。

(a)、(b)、(c)と気圧が上るに従って、放電領域が狭くなり、油柱 $6mm$ ぐらいの気圧で、(c)図のように放電領域の胴の所が瞬間的にくびれると共にオ3調波が発生する。(a)、(b)図のような放電状態では低周波電圧を重ね合せても高調波は発生しない。(c)図は、A.C 50% 130ボルトを重ね合せたときの写真であり、50%の電圧を加えないときはオ3調波出力50マイクロアンペア、オ4調波出力零であったものが、50%の電圧を重ね合せたときオ3、オ4調波出力が夫々26マイクロアンペア、零になったことを示している。(d)図以下の記号も同様である。尚(c)図に於ては写真では明瞭でないが、電極表面に近く暗部が認められるのであって

(a)



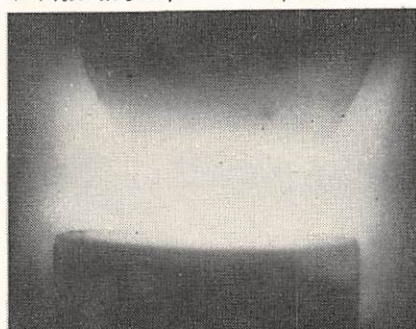
microwave discharge + AC (350V, 15mA) 4-mesh
 $P=0.9$ (熱電対型真空計目盛)
 3rd harmonic output = 0
 4th harmonic output = 0

(b)



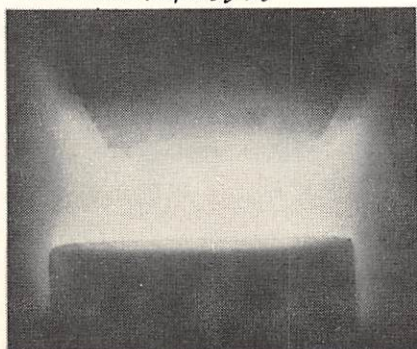
microwave discharge + DC (200V, 12mA) 5-mesh
 $P=0.9$ (熱電対型真空計目盛)
 3rd harmonic output = 0 上部電極 (+)
 4th harmonic output = 0 下部電極 (-)

(c)



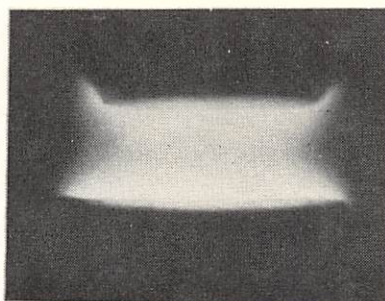
microwave discharge + AC (130V, 15mA)
 $P=0.9$ (熱電対型真空計目盛) = 0.5
 3rd harmonic output = 50 μ A $\rightarrow$ 20 μ A
 4th harmonic output = 0 $\rightarrow$ 0

(d)



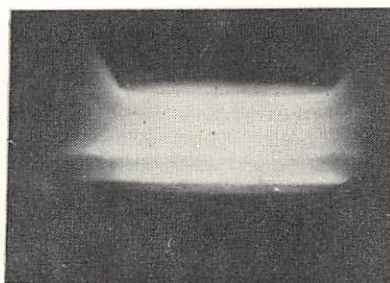
microwave discharge + DC (290V, 17.5mA)
 $P=0.7$ (油柱)
 3rd harmonic output = 50 μ A over $\rightarrow$ 0
 上部電極 (-) 下部電極 (+)

(e)



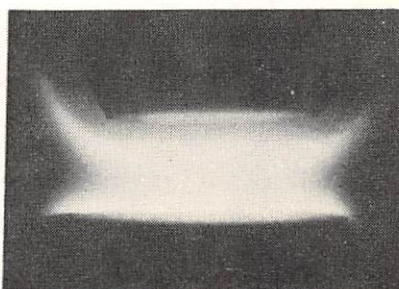
microwave discharge only
 $P=18$ mm (油柱)
 3rd harmonic output = 3 μ A
 4th harmonic output = 10.4 μ A

(f)



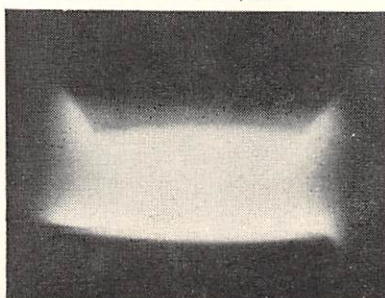
microwave discharge + AC (230V, 12mA)
 $P=17$ mm (油柱)
 3rd harmonic output = 35 μ A $\sim$ 4 μ A
 4th harmonic output = 11.8 μ A $\sim$ 0.1 μ A

(g)



microwave discharge + DC (500V, 13.4mA)
 $P=19$ mm (油柱)
 3rd harmonic output = 50 μ A $\sim$ 0
 4th harmonic output = 1 μ A $\sim$ 1 μ A
 上部電極 (-) 下部電極 (+)

(h)



microwave discharge + AC (18V, 5mA)
 $P=18$ mm (油柱)
 3rd harmonic output = 33 μ A $\rightarrow$ 30 μ A (不変)
 4th harmonic output = 11.5 μ A $\rightarrow$ 4.5 μ A

才 4.6 図

更に電圧を増せば、(d)図のように此の暗部の巾が大きく明瞭になり、高調波は発生しなくなる。(d)図は上部電極を負として直流電圧を重ね合せた場合の写真であるので、上部電極の近傍だけに暗部が認められるが、A.C.電圧を重ね合せたときは、両方の電極の近傍に暗部が認められる。

更に気圧を増せば、(e)図のように放電部の胴のくびれはより顯著になり、放電の明るさも増して、オ三、オ四調波ともに発生する。(e)とほぼ同じ状態のときに50%或は直流電圧を重ね合せたの(げ)、(g)図であり、この称に高い電圧を重ね合せると高調波出力は減少するだけである。

(h)図は、(e)図とほぼ同じ状態であるが、にだスタブの調節が悪くてオ四調波出力が少い場合に、50%の電圧をわづか重ね合せたときの状態であって、オ四調波はかえって増加している。この場合電極表面にはまだ暗部が形成せられていない(その巾が非常に薄くて、写真では判定出来ないのかも知れない)事に注目すべきである。

この暗部の巾は、一般に気圧及びマイクロ波入力の増加によって狭くなるが、低周波電圧を増せばなくなる。又上に述べたように陰極側に形成せられ、その境界が明瞭であることから、グロー放電に於ける陰極暗部(Cathode dark space, Hittorf dark space, Crooks dark space)であると思われる。更に詳細に観察すると、この暗部と電極との間には光の強い層が認められるが、陰極層(Cathode layer)ではないかと思われる。暗部と電極間を陰極降下部と考え、電極間距離はほぼそれと同じ程度であるので、マイクロ波放電と、低周波の阻止放電(Obstructed discharge)とが重ね合せられていると考えられる。

この実験から、高調波発生と関係する特徴的な傾向として、次に述べる三つのことが出てくる。即ち

(1). 放電領域が、電極の中間の所で横方向に膨れた称な状態では、高調波出力は非常に小さいか、又は認められない。此の状態から、あたかもピンチの称な現象で、瞬間的に、電極の中間の所の放電領域が中心に向ってくびれ込むと、高調波出力が急増する。

(2). 低周波電圧の重ね合せにより、暗部が明瞭に認められるようになると、高調波出力は激減する。

(3). 放電状態によっては、わづかな低周波電圧の重ね合せによって、高調波出力が増加することがある。この場合には暗部は認められない。という三つの傾向である。

(1)については、W. P. Allis 及び J. C. Brown 氏等の研究⁽¹⁶⁾から考えたとき、電極間の電子密度、電界強度、光の強度等の分布はオ4.7図のようになるわけであり、放電領域が横に膨れている時は、その光の強度の状態から考えて電極間の最も電子密度の高い所でも、そのプラズマ周波数は高々遮断周波数に近いか又はそれ以下であると考えられる。放電領域にくびれが出来ている場合(オ4.6図(e))には、電極間の中間に光の薄い部分があることから考えて、その部分のプラズマ周波数はもはや遮断周波数に達しており、マイクロ波電界はそこから電極に近い部分

で強くなっていることが推察せられる。前者はオ
4.7図のAに後者はBに対応しているわけである。
この様な電子密度及びマイクロ波電界の分布の差
異が、高調波発生にどの様な関係を持つのであろ
うか。早急な結論は望むべくもなく、又避けなけ
ればならないが、高調波発生を支配する本質的な
一つの要素であると考えておかなければならない。

(2)については、暗部は正イオンが圧倒的に多く、
イオン鞘と考えられる。§.4.5に述べた電子密度
の場合にも、この暗部をイオン鞘と考えて測定を
行ったのである。イオン鞘が形成せられると、そ
れに包まれた電極はプラズマ部分からの電氣的な
影響に対して遮蔽せられるために、高調波出力が
激減するという解釈が出来る。又電子の運動から
考えると、低周波電界による速い drift velocity
に、マイクロ波電界による振動が重ね合せられるこ
とになるので、若し何らかの機構によって、密度変
調のようなことが起って、これが高調波発生に寄
与しているならば、低周波電界による drift velocity
により、高調波発生に都合の良い位相関係にある
電子も、次々と電極に取去られるために高調波
出力が減少するという事も考えられる。

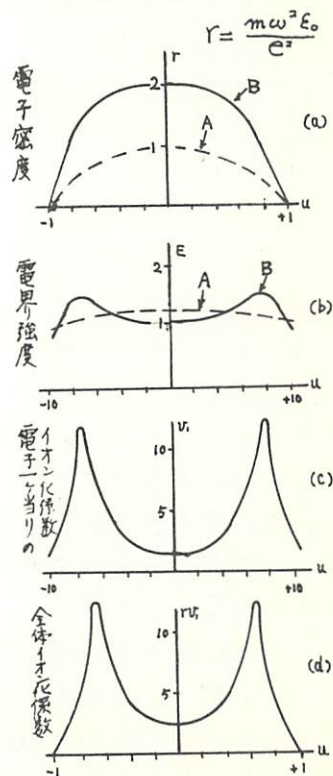
(3)については、電子の平均速度が低周波電界の
重ね合せによって上昇し、このことが高調波発生
に寄与しているのではないかと考えられる。

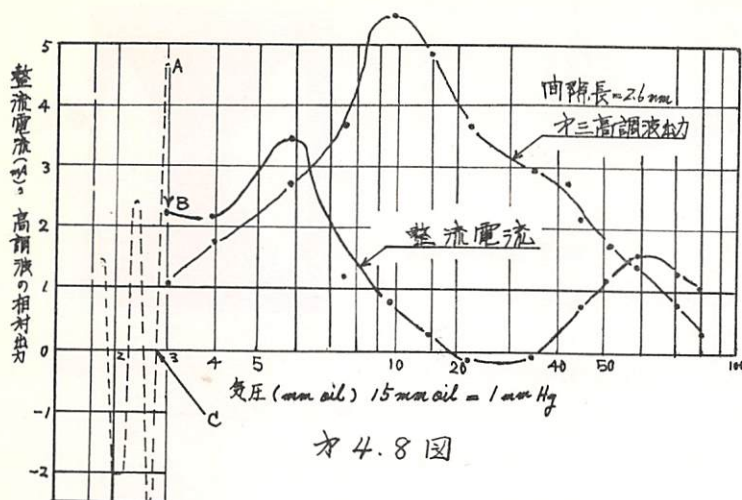
§. 4.7 放電の整流特性⁽¹⁷⁾

プラズマが非直線素子として働くことにより、
高調波が発生するのであれば、クリスタルの場合
を考え合せにとき、整流作用が起ることも考えら
れる。放電キメビティの電極は直流的に遮断せられて
いるので、整流作用の有無は、上下電極に直流電流計
を接続することにより簡単に検出出来るわけである。

今迄に用いたのと同じ実験装置を用いて、電極間に
マイクロ波放電を起させ、オシ調波出力が最大によ
るように、気圧、放電ギャップ長、同調スタブを調
節しておく。そこで、気圧を油柱 2 mm ぐら
いから次第に増加せしめて、整流電流及びオシ調
波出力の変化を測定した。その結果の一例がオ
4.8図に示されている。但し整流電流は、上部電
極から外部回路に流れ出す方向を正としてある。

気圧が油柱 3 mm よりも低い時は正確な測定は
行えなかつたが、整流電流は大體図の破線で示
した様に、気圧によりその方向と大きさを変えな
がう、気圧上昇に





オ 4.8 図

よりその最大電流は増加している。この場合の放電状態はオ 4.6 図 (A) の様な状態である。油柱 3 mm 見当の気圧になると、放電状態が突然オ 4.6 図 (C) の様に変化し、同時に整流電流もオ 4.8 図の A → B のように急変し高調波の急激な発生をみる事が多かた。但し入力及び同調スタブの調節によつては、上述のような急変を示すことなく

く、整流電流が負から正に変わるとき(オ 4.8 図の C 点)から次第に高調波が発生し始める場合もあったが、B 点から右側の変化はほぼ同じ傾向であった。

此の実験から、プラズマが非直線素子として働いていることは明らかであるが、点接触のクリスタルのように簡単な特性ではない。勿論気圧により放電状態も異なり、非直線性も変化するわけであるから、複雑な現象を呈するであらうことは考えられる。然し B 点から左側は、整流作用はありながら高調波は殆んど発生していない。然もその整流電流の方向は区々に変化している。これはどの様な電子の動きから結果せられるのであろうか。

B 点から右側を見た場合、油柱 20 mm ぐらいの気圧を境にして整流作用の原因が異なるのではないかと考えられる。此の気圧の附近では、§ 3.4 にも述べたように、高調波出力の谷が現われるわけであり、高調波発生因子が異なるのではないかと考えられていたわけである。(4.5) 式からみて、気圧の低い場合はリアクタンス分が主体となり、高い場合は抵抗分が主体となっている。上に述べたことが非直線リアクタンス、非直線抵抗と関連を持つのであろうか。

§ 4.8 緒言

本章に於ては、先づ高調波発生機構を探究して行く上での基本的な態度と方向を定め、その方針に従つて、オーに高周波放電に関する既知の理論的労作のうちから、高調波発生機構を説明する上で関係の深そうなものを探し、H. Margenau 氏の 1946 年及び 1948 年の論文の重要性を指適した。

次に今迄に用いていた実験装置を用いて、手っとり早く出来る実験から始めて、放電の特性を各方面から調べ、高調波発生機構と関係する事項を外周から次第に絞り上げて、その機構探究の主たる方向を探ると共に、実験事実の集積を行つた。その結果放電のインピーダンスを測定する事では決定的な情報が得られないこと

が明らかとなり、Margenau氏の1948年の論文の拡張という解析的な仕事が残構究明上重要であり、実験的には、その解析上重要な據所となる単純な条件下の適当な実験が必要であるという方向が出て来た。

電子密度及び電子温度の測定結果から、電子温度は相当高く、電子密度はそのプラズマ周波数が入力周波数の近傍にあることが明らかとなった。又放電状態の写真観察から、電子密度が大體その附近にあることが推察せられ、電子密度及びマイクロ波電界の電界方向の分布が、高調波発生を支配する一つの重要な因子ではないだろうか、との重要な問題裏が発生した。

最後に放電の整流特性の観察から、此の高調波発生現象がそれほど単純な現象とは思われないが、プラズマの非直線リアクタンス及び非直線抵抗の両方に関係するのではないかとの疑いが出て来た。

この際、高調波発生残構を大まかに推測出来る様な実験事実はいふ集積せられたわけであるが、あくまでも推測の範囲を出ないわけであつて、決定的な要素を摘出するには、より単純な条件で、むしろプラズマの代償的な裏に関心を持った実験が行われなければならないと考えられる。

参考文献

1. T. J. Read 博士よりの私信による

2. 例えば、M. A. Herlin & S. C. Brown. Phys. Rev. Vol. 74, 291~296, (1948)

3. 星合、本多. 気体中の放電 P. 158 (昭11) オーム社

4. H. Margenau & L. M. Havtman. Phys. Rev. Vol. 73, 309~315, (1948)

5. H. Margenau. Phys. Rev. Vol. 69, 508~513, (1946)

6. 星合、本多 気体中の放電 P. 20 (昭11) オーム社

7. 本多、玉河 電気学会誌 Vol. 69, 47~50, (1949)

8. 山本、野畑 電気学会誌 Vol. 69, 256~257, (1949)

9. L. Gould & L. W. Roberts. J. App. Phys. Vol. 27, 1162~1170, (1956)

10. 植之原、植之原、井谷、稲田. 電気学会誌 Vol. 78, 898~907 (1958)

11. 植之原、井谷、稲田. 電気四学会連合大会 (昭和34年4月)

12. Kojima & Takayama J. Phys. Soc. J. Vol. 5, 357~358 (1950)

13. E. O. Johnson & L. Maltev Phys. Rev. Vol. 80, 58~68 (1950)

14. L. B. Loeb. Basic Processes of Gaseous Electronics, P. 329
Univ. of California Press, (1955)

15. Yamamoto & Okuda, J. Phys. Soc. J. Vol. 11, 57~68 (1956)

全 上 Vol. 13, 1212~1223 (1958)

16. W. P. Allis, S. C. Brown & E. Everhart

Technical Report No. 210, Research Lab. of Electronics, M. I. T.

17. 植之原、井谷、稲田. 電気学会東京支部大会 (昭和33年11月)

第 5 章

高調波発生機構の探究 その二

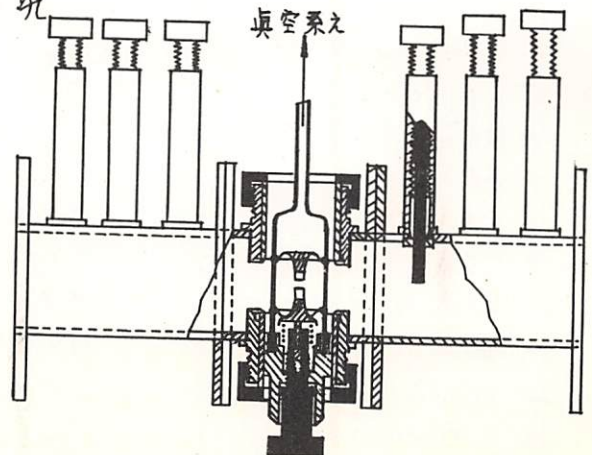
§ 5.1. 緒言

オ4章に述べた研究の結果より単純な条件で、プラズマの放電的な点、即ち「マイクロ波放電で形成せられたプラズマ或はそれを構成する気体分子の、如何なる物理量が非直線性を本質的に支配しているか」と言う事に注目した実験を行う必要がある事が分ってきた。これ迄の実験で条件としても複雑であったのは、空气中で放電を行わせたと言う点である。空気の様な複雑な混合気体を用いたのでは、上に述べた様な事は分り難い。そこで各種の純粋気体を用いて実験を行い、気体による高調波出力の相違と、それ等の気体についての既知の物理量との対応により、高調波発生を本質的に支配している(放電の面から)のが、Ramsauer効果と云われているものである事を明かした。そこで此の事を取上げて、(4.5)式について検討を行、プラズマのインピーダンスが非直線性を帯びる事を物理的に説明した。又平均電子をモデルとして取り上げて、その運動方程式が非線形の微分方程式となることから、プラズマのインピーダンスの非直線性を説明した。

§ 5.2. 純粋気体による研究

α) 実験装置

放電部分の気密を良くする為、3000 Mc 帯の切換管 1 B 27 を、オ5.1 図に示す様に、導波管にマウントして放電キャビティとし、排気系を充分に整備して 10^{-6} mm Hg 程度迄真空度を上げられる様にした。



第5.1図 放電キャビティ

β) 実験方法

先づ 10^{-6} mm Hg 程度迄排気し、所望の気体を適当な圧力で放電部に充填し、マイクロ波放電を行わせる。放電による温度上昇で電極吸蔵ガスを放出せしめ、再び 10^{-6} mm Hg 程度迄排気してから実験する気体を適当な圧力で充填した。実験方法は今迄とほぼ同じであるが、放電開始を容易にする為、1 B 27 から排気系に行く所を、テスラコイルで刺戟して、気体をイオン化させた。そこでマイクロ波電力を送り、放電ギャップ長、スタブの調節を行ってマイクロ波放電を行わせ、更に § 6.3 に述べる様な方法で、上下電極の端面に設けられた凹部で形成せられる小さなキャビティ中に、放電を集中せしめ、外からは上下電極のわずかな間隔か

ら光が見える様な状態にする。その上で更に気圧、放電ギャップ長、スタブの調節をして、オニ高調波の最大出力を求めた。又始めのころは、放電部と排気系との間に、液体窒素で冷却したトラップを二段設けて、排気系から不純物が混入することを防いだ。それ程顕著な影響はないと見えただけで、途中からは冷却することを止めた。

C) 実験結果と気体の物理量との対応

上述の様にして、 H_2 , He , N_2 , Ar , について実験し、各気体についてのオニ高調波最大出力(入力30W)として、オ5.1表に示す様な値を得た。但し Ne の場合はスパッタが甚しくて実験を中止したので、最大値は求められなかった。

オ2章に述べた実験では、気体の種類によって高調波出力に差違があるらしいとは考えていたが、気密が悪かったので、これほどの差があるとは気づかなかった。気体によってこの様に大きな差が出るのは、一体気体のどのような性質によるのであろうか。そこで、オ2高調波出力の順位に H_2 , He , Ar , N_2 , と並べ、之等の気体の既知の物理量が此の順位になるものを探した結果、Ramsauer効果による dR/dv (R は衝突確率, v は電子速度) が此順位にあることが分った。電子速度として1eVの時の速度をとり、 H_2 の dR/dv を基準としてそれを1とした時の dR/dv の値、及びオニ高調波出力を $(dR/dv)^2$ で割った値も、同様に H_2 の場合を基準として表わしたものがオ5.1表に示してある。

気体の種類	オニ高調波出力	dR/dv	オニ高調波出力/ $(dR/dv)^2$
H_2	20 mW	$\div 1$	1
He	31 mW	$\div 2.5$	1
Ar	115 mW	$\div 25$	1.1
N_2	313 mW	$\div 180$	1.1

オ5.1表

このことは、マイクロ波電界が強くなると、(4.4), (4.5)式の様な取扱は許されなくなり、マイクロ波電界の周期的な変化による電子速度変化を考え、電子速度による衝突確率の変化から衝突周波数が変り、これが原因になってプラズマのインピーダンスが周期的に変化することを物語っている。オニ高調波出力を $(dR/dv)^2$ で割った値が殆ど一致することも非常に興味ある事であり、これは高調波電流が計算により求められ、は説明出来る性質のものである。

§. 5.3. 高調波発生機構の物理的説明

前節の実験結果に留意しながら、Margenau 氏の計算結果(4.4)式、

$$\sigma = \left[\frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{e^2}{m} \right] [n] \left[\int_0^{\infty} \frac{\nu(u) u^4 \exp(-u^2)}{\omega^2 + \nu^2(u)} du - i\omega \int_0^{\infty} \frac{u^4 \exp(-u^2)}{\omega^2 + \nu^2(u)} du \right] \quad \dots\dots (4.4)$$

但し $u = \left(\frac{m}{2kT_e} \right)^{1/2} v$, v = 電子速度

を検討し直してみる事にする。

此の式は、電子温度 T_e のプラズマに弱い電磁波が作用する時の事を論じたのであって、電磁波による平均電子速度、即ち電子温度の周期的な変化は無視する立場を取っている。従って、電子速度によって衝突周波数 ν が変化しない様な気体に於ては、(4.5)式の様な普通に用いられているプラズマの導電率の式が出て来るわけである。又電子速度により衝突周波数 ν が変化する気体に於ても、積分値が変るだけであって、積分値に時間の項は現われず、導電率 σ は時間により変化しない、即ち非直線性を帯びないと言う結論になる。此の様な取扱は、(4.4)式を導くオーダ階に於て、電子の速度分布函数の展開を基本波で止めた時に既に決っていたのであって、電磁波の振幅が大きな場合には、オーダ階からやりなおす必要があり、その結果は(4.4)式よりも相当異なった型になるものと考えられる。

然しなば、一次近似として考えた場合、任意の瞬間に於けるプラズマの導電率は、ほぼ(4.4)式と同じ型をとり、ただ u が、

$$u = u_r + u(E)$$

となることを考慮されなければならぬ点に違っているだけである。但し u_r は電子の熱運動速度、 $u(E)$ は外部電界による電子の速度である。又衝突周波数 ν は、 $p_0 = 273.16 \text{ p/T}$, p = 気圧 (mm Hg), T = 気体温度 (°K), p_0 = 電子の衝突確率、 v = 電子速度としたとき、

$$\nu = p_0 p v$$

で表わされるので、 $p_0 v \neq \text{const}$ であるような気体では、 $u(E)$ による衝突周波数 ν の時間変化の爲に、各瞬間に於ける(4.4)式の積分が変ることになり、導電率が時間により変る事が考えられるわけである。その場合

$$\frac{d\nu}{du} = \frac{d\nu}{dv} \cdot \frac{dv}{du} = \text{const} \frac{d\nu}{dv} = \text{const} \left(\frac{dp_0}{dv} \cdot v + p_0 \right)$$

であることから、 dp_0/dv の大きなものほど、即ち Ramsauer 効果の甚しい気体を、その起る速度範囲で用いると、導電率の時間的な変化が大きくなり、高調波出力も大きくなると言う事になるのである。

§.5.4. 平均電子の運動からの説明

小振幅の高周波電界が作用した時の、プラズマの導電率(4.5)式は、次に述べる様に、⁽³⁾ $m\nu$ をあたかも粘性係数の如く考えて、平均電子の運動方程式

$$m \frac{dx}{dt} + m\nu \frac{dx}{dt} = eE_0 \cos \omega t \quad \dots\dots (5.1)$$

を解く事によっても求められる。

(1) 此の考え方に従って、マイクロ波放電を行っている場合にも、平均電子の運動（電界方向の）を取上げ、衝突周波数としては、式平均電子速度 v_0 のまわりに $(v_0 + \frac{dv}{dt})$ で電子速度が変るものと考えて、それで決定せられる衝突周波数を用いることにする。

そのモデルとして、電子が速度 v で x 方向に進んでいるプラズマに $E_0 \cos \omega t$ のマイクロ波電界が印加せられた場合を考えると、

$v_0 \gg |\frac{dv}{dt}|$ のとき、

$$v = v_0 \left(v_0 + \frac{dv}{dt} \right) = v_0 \left\{ P_0 + \left(\frac{dP_0}{dv} \right)_{v=v_0} \cdot \frac{dv}{dt} \right\} \left\{ v_0 + \frac{dv}{dt} \right\} \dots (5.2)$$

となるので、(5.1)式は、

$$m \frac{dv}{dt} + m P_0 \left\{ P_0 v_0 + P_0 \frac{dv}{dt} + \left(\frac{dP_0}{dv} \right)_{v=v_0} \cdot v_0 \frac{dv}{dt} + \left(\frac{dP_0}{dv} \right)_{v=v_0} \cdot \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \right\} \frac{dv}{dt} = e E_0 \cos \omega t \dots (5.3)$$

となり、電界方向の運動方程式は非線型となる。但し P_0 は v_0 の時の衝突確率である。

オ 5.2 図を見れば分かる様に

N_2 は 1 eV ~ 2.3 eV

A は 1 eV ~ 1.2 eV

He は 2.3 eV 以下、或はそれ以上

H_2 は 4 eV 以下

では dP/dv は定数であると考えてよいので、 $dP/dv = C$ とする。従って (5.3) 式は、

$$m \frac{dv}{dt} + m P_0 \left\{ P_0 v_0 + P_0 \frac{dv}{dt} + C v_0 \frac{dv}{dt} + C \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \right\} \frac{dv}{dt} = e E_0 \cos \omega t \dots (5.4)$$

となり、之から $\frac{dv}{dt}$ を求めれば、高周波電流は、

$$I = ne \frac{dv}{dt}$$

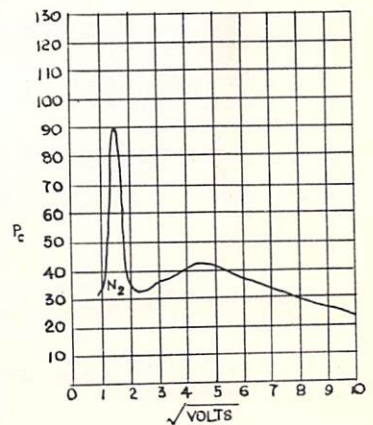
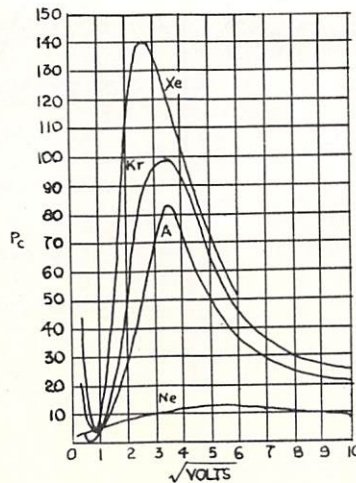
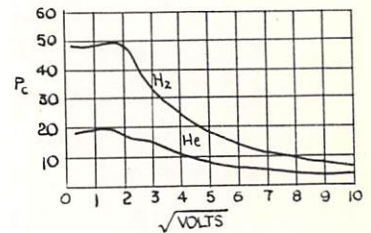
オ 5.2 図 R.B. Brude, Revs. Modern Phys.

となり、高周波電流は期待出来るのである。(5.4)式は、

5, 257 (1933) より

$$\frac{dv}{dt} + Av + Bv^2 + Cv^3 = D \cos \omega t$$

の型をしており、 $Bv^2 \gg Cv^3$ と考えられるので、仮に v^3 の項を省略しても、速度 v には各次数の高調波項が含まれると思われる。



(5.4)式を N_2 及び H_2 について，適当な条件の下に計算機により解いた結果が，才5.3図に示されており，夫々の場合の高調波成分が比較せられている。

(2) (1)のモデルには若干難点がある。それは，外部電界による平均電子の運動の正の速度方向では衝突周波数が増加し，負の速度のときは，減少することである。此の結果直流分が生じている。電子速度が外部電界によって，変化し，それにより衝突周波数が変化することを取上げた時，平均電子の速度の正方向，負方向の選定は任意であって，衝突周波数の変化は対称となるべきである。この様に考えると，平均電子の速度零のときのプラズマの電子温度で決まる適当な電子速度を v_0 とし，衝突周波数は平均電子の速度 dv/dt により，

$$\nu = \nu_0 \left(\nu_0 + \frac{d\nu}{dv} \cdot \left| \frac{dv}{dt} \right| \right) \left(v_0 + \left| \frac{dv}{dt} \right| \right)$$

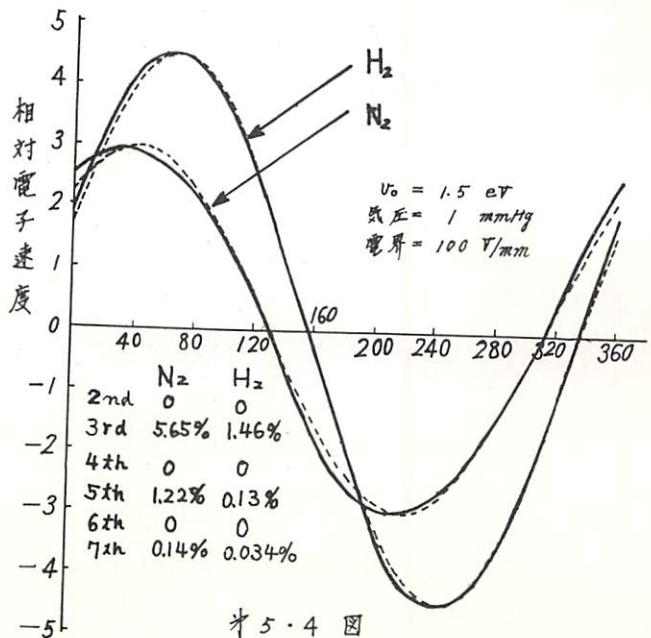
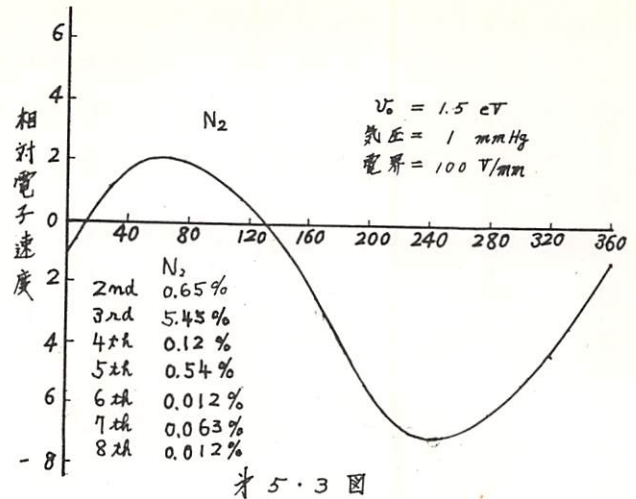
となるモデルを考えた方が自然である。従って，(5.4)式に相当するものは，

$$m \frac{dv}{dt} + m \nu_0 \left\{ \nu_0 v_0 + \nu_0 \left| \frac{dv}{dt} \right| + C v_0 \left| \frac{dv}{dt} \right| + C \left(\frac{dv}{dt} \right)^2 \right\} \frac{dv}{dt} = e E_0 \cos \omega t$$

..... (5.5)

となり，偶数次の高調波は期待できない。

(1)の場合と同様な条件の下に，計算機により解いた結果が才5.4図に示されている。



§. 5.5. P. Rosen 氏の計算⁽⁴⁾について.

最近 P. Rosen 氏は，Margenau 氏の 1948 年の論文を拡張して，プラズマに高周波電界が印加された場合の三調波の振幅の計算を報告している。

電子の速度分布函数 $f(v)$ として，

$$f = f^0 + \alpha f' = f_0 + f_2^0 \cos 2\omega t + g_2^0 \sin 2\omega t + \alpha \{ f_1' \cos \omega t + g_1' \sin \omega t + f_3' \cos 3\omega t + g_3' \sin 3\omega t \}$$

但し $\alpha = v_x/v$ であるとして、ボルツマン方程式に代入して解いているのであるが「衝突周波数 ν が電子速度によって変化しなければオシ調波は発生しない」と云う事を理論的に指摘し、

$$\nu = C\nu^l$$

但し C : 常数, l : 整数であるとして、

$$\frac{\left(\frac{eE_0}{m}\right)^2}{6\left(\frac{2kT_e}{m}\right)(\omega^2 + \nu^2)} \ll 1$$

なる条件のもとに、

オシ調波電流密度の同相分として、

$l = \text{奇数の場合}$

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi e}{3} \left[\frac{\gamma}{4} \cdot \frac{40AC + 11lAC}{9\omega^2 + C\left[\frac{(l+4)\beta}{2}\right]^{\frac{l}{2}}} \cdot \frac{\pi}{\pi^{\frac{l}{2}}} \left(\frac{l+3}{2}\right)! \beta^{\frac{l}{2}} \right. \\ & - \frac{4\gamma AC}{\left\{9\omega^2 + C\left[\frac{(l+6)\beta}{2}\right]^{\frac{l}{2}}\right\}} \cdot \frac{\pi}{\pi^{\frac{l}{2}}} \left(\frac{l+5}{2}\right)! \beta^{\frac{l}{2}} - \frac{3\gamma(3ACl + Al^2C)}{4\left\{9\omega^2 + C\left[\frac{(l+2)\beta}{2}\right]^{\frac{l}{2}}\right\}} \cdot \frac{\pi}{\pi^{\frac{l}{2}}} \left(\frac{l+1}{2}\right)! \beta^{\frac{l}{2}} \\ & - \frac{\gamma^3 l C}{12\left\{9\omega^2 + C\left[\frac{(l+4)\beta}{2}\right]^{\frac{l}{2}}\right\}} \cdot \frac{\pi}{\pi^{\frac{l}{2}}} \left(\frac{l+3}{2}\right)! \beta^{\frac{l-2}{2}} \\ & \left. - \frac{\gamma^3 l C^3}{12\left\{9\omega^2 + C\left[\frac{(l+2)\beta}{2}\right]^{\frac{l}{2}}\right\}} \cdot \frac{\pi}{\pi^{\frac{l}{2}}} \left(\frac{3l+1}{2}\right)! \beta^{\frac{3l-2}{2}} \right] \end{aligned}$$

$l = \text{偶数の場合}$

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi e}{3} \left[\frac{\gamma}{16} \cdot \frac{(40AC + 11lAC)}{\left\{9\omega^2 + C\left[\frac{(l+4)\beta}{2}\right]^{\frac{l}{2}}\right\}} \cdot \frac{(l+3)(l+1)\cdots 1}{2^{\frac{l}{2}}} \cdot \frac{\pi}{\pi} \beta^{\frac{l}{2}} \right. \\ & - \frac{1}{2} \cdot \frac{AC\gamma}{\left\{9\omega^2 + C\left[\frac{(l+6)\beta}{2}\right]^{\frac{l}{2}}\right\}} \cdot \frac{(l+5)(l+3)\cdots 1}{2^{\frac{l}{2}}} \cdot \frac{\pi}{\pi} \beta^{\frac{l}{2}} - \frac{3\gamma}{2} \cdot \frac{(3ACl + Al^2C)}{\left\{9\omega^2 + C\left[\frac{(l+2)\beta}{2}\right]^{\frac{l}{2}}\right\}} \cdot \frac{(l+1)(l-1)\cdots 1}{2^{\frac{l}{2}}} \cdot \frac{\pi}{\pi} \beta^{\frac{l}{2}} \\ & \left. - \frac{\gamma^3 l C}{48\left\{9\omega^2 + C\left[\frac{(l+4)\beta}{2}\right]^{\frac{l}{2}}\right\}} \cdot \frac{(l+3)(l+1)\cdots 1}{2^{\frac{l}{2}}} \cdot \frac{\pi}{\pi} \beta^{\frac{l-2}{2}} \right] \end{aligned}$$

$$-\frac{\gamma^3 \ell C}{24 \left\{ 9\omega^2 + C \left[\frac{(3\ell+2)\beta}{2} \right]^{\frac{2}{3}} \right\} \left\{ \omega^2 + C \left[\frac{(3\ell+2)\beta}{2} \right]^{\frac{2}{3}} \right\}} \cdot \frac{(3\ell+1)(3\ell-1)\cdots 1}{2^{\frac{3\ell}{2}}} \cdot \frac{\pi}{\pi} \cdot \beta^{\frac{3\ell-2}{2}}$$

オ三調波電流密度の逆相分として、

$\ell = \text{奇数}$, 偶数何れの場合も

$$\begin{aligned} & \frac{4\pi e}{3} \left\{ \frac{9}{16} \frac{\delta\omega(10A+2\ell A)}{\left\{ 9\omega^2 + C(2\beta)^{\frac{2}{3}} \right\}} \cdot \frac{\pi}{\pi} - \frac{45}{32} \frac{\gamma\omega A}{\left\{ 9\omega^2 + C(3\beta)^{\frac{2}{3}} \right\}} \cdot \frac{\pi}{\pi} - \frac{3}{16} \frac{\gamma^3 \ell \omega}{\left\{ 9\omega^2 + C(2\beta)^{\frac{2}{3}} \right\} \left\{ \omega^2 + C(3\beta)^{\frac{2}{3}} \right\}} \cdot \frac{\pi}{\pi} \right. \\ & - \frac{3\gamma^3 \ell \omega C^2}{6 \left\{ 9\omega^2 + C \left[\frac{(2\ell+2)\beta}{2} \right]^{\frac{2}{3}} \right\} \left\{ \omega^2 + C \left[\frac{(2\ell+2)\beta}{2} \right]^{\frac{2}{3}} \right\}} \cdot \frac{\pi}{\pi} \frac{(2\ell+1)(2\ell-1)\cdots 1}{2^{\ell+2}} \beta^{\ell-1} + \left\{ \frac{\gamma C(3AC\ell + A^2 C)}{\omega \left\{ 9\omega^2 + C \left[\frac{(2\ell+2)\beta}{2} \right]^{\frac{2}{3}} \right\}} \cdot \frac{(2\ell+1)(2\ell-1)\cdots 1}{2^{\ell+3}} \right. \\ & \left. \left. - \frac{\gamma C(10AC + 3A\ell C)}{\omega \left\{ 9\omega^2 + C \left[\frac{(2\ell+4)\beta}{2} \right]^{\frac{2}{3}} \right\}} \cdot \frac{(2\ell+3)(2\ell+1)\cdots 1}{2^{\ell+4}} - \frac{AC^2 \gamma}{\omega \left\{ 9\omega^2 + C \left[\frac{(2\ell+6)\beta}{2} \right]^{\frac{2}{3}} \right\}} \cdot \frac{(2\ell+5)(2\ell+3)\cdots 1}{2^{\ell+5}} \right\} \beta^{\frac{2\ell}{3}} \right\} \end{aligned}$$

を求めている。こゝに

$$\beta = \frac{2kT_e}{m}, \quad A = \frac{m}{2M} \left(1 - \frac{2kT}{m\beta} \right) = \frac{m}{2M} \left(1 - \frac{T}{T_e} \right)$$

である。

更にこの様にして求められたオ三調波の振幅は基本波に比べて非常に小さく問題にならないが、

$$\frac{\left(\frac{eE_0}{m} \right)^2}{\left(\frac{2kT_e}{m} \right) (\omega^2 + \nu^2)} \gg 1 \quad \text{----- (5.6)}$$

の場合には相当なオ三調波分が期待出来るので、近いうちにその計算を行いたいと考えている。と述べている。

そこで先ず Rosen 氏が上げている不等式を検討してみると、

$\omega = \nu$ の条件で、

$$\omega = 2\pi f \doteq 6 \times 3 \times 10^9 (\text{sec})^{-1} \quad T_e = 10000^\circ \text{K} \quad E_0 = 100 \text{ Volts/cm}$$

とすると、

$$\frac{\left(\frac{eE_0}{m} \right)^2}{\left(\frac{2kT_e}{m} \right) (\omega^2 + \nu^2)} \doteq 28$$

となり、マイクロ波放電から高調波を求めているのは、明らかに(5.6)式の条件の場合であり、Rosen 氏の予見の通り、(5.6)式の条件の下に高調波分が計算せられなければならないのである。

彼の計算で特筆せられるべき点は、電子速度により衝突周波数が変化しなければ、オ三調波は発生しない事を指摘している事であつて、§.5.2.に述べた筆者の実験はオ二調波についてのものであるが、此の考え方の正しさを互に裏づけてい

るのである。又5.2図から分る通り、放電している時(1eV~4eV程度の電子温度)は、 N_2 , A , He , H_2 等の衝突確率 P_c は電子速度に比例しているものと考えられるので、

$$P_c = CV$$

とすれば、 $\nu = \nu_0 P_c V = CV^2$ となり、Rosen氏の計算に於て $l=2$ の場合に相当し

$$C \propto \frac{dP_c}{dV}$$

であるから、 dP_c/dV の大きな気体程高調波出力が大きいという実験結果が出てくるわけである。

彼の計算結果から指摘せられる他の要素は分子に及ぼす $A = m/M(1 - T_e/T_g)$ を含んだ項があることであつて、電界強度を増すに従つて急激に高調波が増加し、又分子量の小さい気体が望ましいことを示している。電界強度が影響する事は、(5.4), (5.5)式の数値計算によつても、明かであり、又§.6.3に述べるプラズマの閉込めによる能率改善及び§.7.4の研究の結果もそのことを裏づけている。分子量の影響については、気体によつてRamsauer効果が異なるので良く分らないが、§.6.2に述べる混合気体による能率改善が之と何らかの關係をもつのではないだろうか。

(5.6)の不等式から考へて、基本波の周波数が高くなるに従つて、電界強度及び電圧を大にする必要があると考えられる。

彼の計算と実験事実との大きな相違は、Margenau氏流の取扱をする限り、之は免れ難い所であり、奇数次の高調波だけが発生して、偶数次のそれは期待出来な点にある。又(5.5)式についても云えることである。(5.4)式からは奇数次の高調波も出てくるが、此の式の基礎となる考へは前に述べた様に若干無理があるので、電子速度による衝突周波数変化だけで、高調波発生現象を説明しつくす事は困難である。

§.5.6. 結論

以上の研究から、高調波発生を本質的に支配しているものはRamsauer効果であり、その効果の著しいものほど高調波出力が大きいことが分つたわけである。しかしながら、Ramsauer効果だけでは偶数次調波の発生の説明が困難であるので、他の要因として、電子密度の時間変化或は時間による空間的分布の変化、又は放電経路方向の電界分布変化等を考慮しなければならぬように思われる。そして§.4.6., §.4.7.の実験事実は此の考への正しさを支持しているように思われる。

平均電子エネルギー1.5eV, 気体1mmHg, 電界強度100 V/mmの場合に、 H_2 , N_2 について(5.5)式を計算機により解いた結果、オ三調波電流は夫々基本波電流の、1.46%、5.65%になつてゐる。(オ5.4図参照) 電力はその自乗に比例するので、電力比は1:16になるわけである。之とオ5.1表の H_2 , N_2 のオ二調波出力

比が丁度一致することはまことに興味がある。勿論(55)式からは偶数次調波は発生しないので、此の一致から直ちに結論を出すわけには行かないが、Ramsauer効果だけを取上げた場合は(55)式のモデルの取方が正しい事を暗示しているようである。之に反し(54)式の結果では H_2 と N_2 とのオミ調波電力があまりにも違い過ぎるので、前にも述べたようにモデルの取方に無理があると考えられる。

参 考 文 献

- 1 井谷、植之原、稲田 電気四学会連合大会 (昭和36年4月)
- 2 S.C. Brown & W.P. Allis, Basic Data of Electrical Discharges, p7~9
Technical Report No 283. Research Lab of Electronics MIT.
- 3 C.B. Wharton, UCRL-4836,
- 4 P. Rosen, Phys of Fluids, Vol.4, 341-345 (1961)

第 6 章

高調波発生能率の改善

§ 6.1. 緒 云

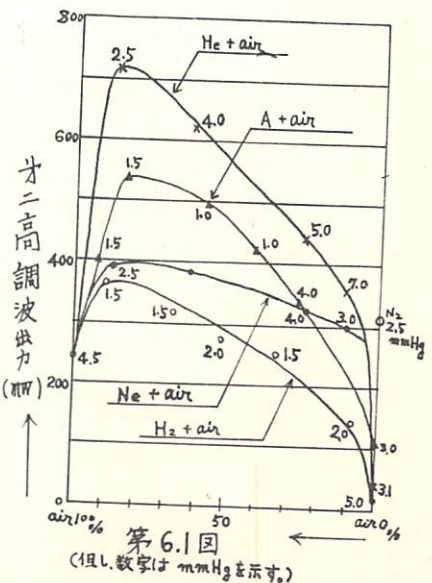
オ5章の研究の結果、高調波発生能率を改善する二つの方法が見出された。その一は気体の種類の選定であり、他の一は電極構造に関するものである。He と空気との混合気を用いることにより、空気だけの場合より 4 db の能率改善が行われ、電極構造を適当にして、電極の凹部で形成せられる小さなキャビティ中にプラズマを閉じめることにより約 16 db の能率改善がなされた。

§ 6.2. 気体の種類による能率改善⁽¹⁾

オ5章の研究により、Ramsauer 効果の著しい気体ほど、高調波発生能率が良いことが分った。然しながら電子速度と衝突確率との関係は、一部の気体についてしか測定されておらず、混合気についての測定結果は見当らない。混合気にすると高調波出力がどのように変化するだろうかということは、固体電子工学に於て不純物が重要な役割を果たしたことから聯想した場合非常に興味がある。勿論その内部機構は固体の場合のように行かないかも知れないが、何等かの面白い性質が出て来そうである。

そこで、オ5章に用いたのと同じ実験装置を用い、先づ今始めに、乾燥空気と H_2 , He, Ne, A との混合気について、混合比を変え、気圧を種々に変えて実験した結果、オ6.1 図に示すような、混合比とオニ調波最大出力との関係を得た。その結果を要約すると、

- i). 一般に純粋気体よりも、それと空気との混合気のオが高調波発生能率が良い。
 - ii). 大体空気が 80~90% の領域で出力が最大になっている。
 - iii). H_2 , He のようにそれ自身では高調波出力の少ない気体では、わづかの空気の混入によって高調波出力が著しく増加する。
- の通りである。混合気の場合に、どの様な機構で高調波発生能率が良くなるかはまだ分らない。特に空気に約 10% 程度の他の気体が混入した場合に、空気の場合よりも著しく高調波発生能率が改善せられることから、それを單に Ramsauer 効果が著しくなったからと片づ

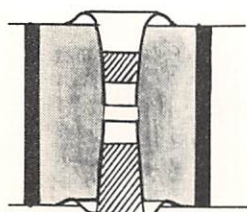


けてしまうわけには行かないようである。然しながら此の現象は工学的には非常に興味があり、特に He と空気との混合気で、空気 87% の時に 720 mW (-16db) という高能率が得られたことから、更に高能率の混合気を探し求める試みは、工学的応用の上から重要な意味を持っているのである。

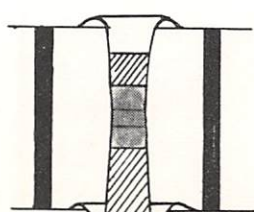
§.6.3. プラズマの肉込めによる能率改善⁽²⁾

(a). 実験方法および実験結果 オ5章の研究を始めた初期に於ては、放電はオ6.2 (a) 図に示すように、放電管に一ぱいに広がっており、高調波出力も非常に少かった。これはオ5.1 図に示すように、放電管として切換管 1B27 を用いており、電極端面に凹部があるので高調波出力が少いのは致方ないものと考えていたのである。たまたま、適当な気圧で放電ギャップ長を大体 0.3 mm かそれ以下ぐらいにすると、今迄放電管一ぱいに広がっていたプラズマが、上下電極の凹部で形成せられた小さなキャビティの中に、瞬時的に入り込んでしまい、同時に高調波出力が急増する現象を認めた。それ以後は、気体の種類によって、肉込めの起る気圧の下限は若干異なるようであつたが、大体上に述べたように、放電ギャップ長を極端に小さくすることによりプラズマを肉込めることが出来た。又肉込めの起り難いようなときには、次のようにして肉込めを行つた。始めギャップ長を長くしておき、入力を少くしてゆくと、放電ギャップの所だけで辛うじて放電を行うようになる。その状態でギャップ長を縮めてゆくと、放電の領域は殆ど広がらず次第に強い放電になり、遂には電極端面の凹部で形成せられる小さなキャビティ中に入り込んでしまうようになる。そこで入力を次第に増して行つてもプラズマは肉込められたまゝである。プラズマが肉込められた状態をオ6.2 (b) 図に示してある。

一たん肉込められたプラズマは、気圧、放電ギャップ長を相当な範囲に変えても、肉込められた状態を維持しようとする性質があるので、高調波出力が最大になるように気圧、放電ギャップ長を調節出来る。放電ギャップの長さによるオ=調波出力の変化はオ6.3 図に示すとおりであり、ギャップ長が大体 0.3 mm 以上になると、肉



オ6.2 図 (a)



オ6.2 図 (b)

込めの状態から脱して一ぱんに放電管中に分散し、高調波出力は激減する。場合によっては、分散しても放電ギャップの所に光輝の強い放電が行われていることもあり、このような場合には出力の減少はそれほどひどくない。プラズマの肉込めにより約 16 db の能率改善が行われた。又今迄は電極のスパツタにより、放電管のガラス壁に金属薄膜を生じ、之が此の同波数増倍器の寿命を決めていたのであるが、肉込めにより、此の現象が抑制せられ、入力 30 W で 100 時間使用出来た。

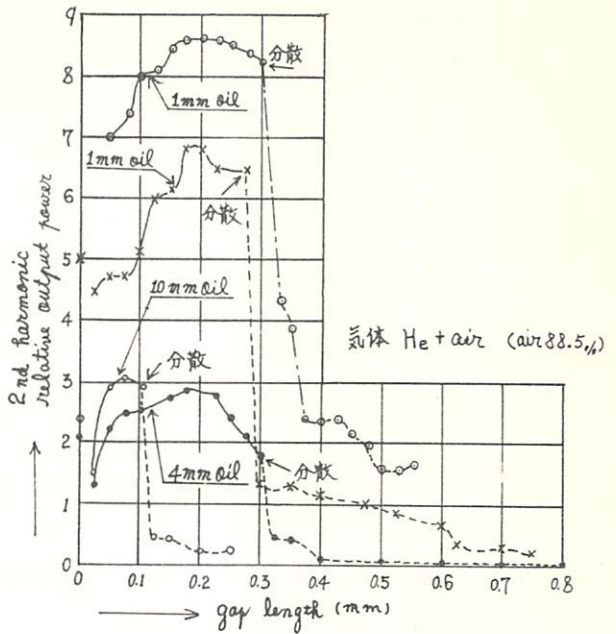
(B). 肉込めの現象の説明

プラズマが小キャビティ中に肉込められる現象は次のように説明せられるようである。

放電ギャップ長を減少させると、電極の縁端附近特にその内側の電界は非常に強くなり、その附近の電子密度は上昇して導電率が増加するために、その部分に電力が集中する。それとともに電極の外側の電界は弱くなっていくわけである。又キャビティ内部は強電界のために、電極のスパッタによる金属分子がプラズマ中に混入し、非常に電離し易い状態になってくるために、プラズマの導電率は急増し、ますます此の部分に

電力が集中するようになる。それとともに電極外部の電界は弱くなってゆき、もはや放電を維持出来ないような電界になると電極外部の放電は停止し、小キャビティ中だけで放電が行われるようになり殆ど全電力が此所に集中する。このような過程はその進行速度が次第に増す性質のものであるから、外観上は如何にもピンチを起した様な形でプラズマの肉込めが起るのである。

プラズマが一たんキャビティ中に肉込められると、上に述べたように、電極のスパッタによる金属分子の混入によって、キャビティ中の電子密度は非常に高くなり、電力はこの小さな体積中に集中しているため、放電ギャップ長、気圧、入力等の変化によって、電極外周部分が再び放電を開始できる条件になるまでは、プラズマはキャビティ中に肉込められているのである。要するに小さなキャビティの内部と外部との電界分布の変化に起因するのであって、入力が大きすぎればこのような現象は起り難くなる（キャビティ外部の電界が放電の維持電界よりも下るため）ものと思われる。



第 6.3 図

(C). プラズマの誘電率からの考察 プラズマの比誘電率は、電子密度の増加により、1よりも小さくなり、次第に零に近づく。従ってキャビティ中に肉込められたプラズマ部分の体積は、実際の物理的体積よりも相当小さく見積られる。此のことは、波長が短くなってくると重要な意味を持ち、適当な密度のプラズマを含んだキャビティは、相当大きな物理的寸法のもので低次状態の共振を行わせうることを意味しており、短ミリ波、サブミリ波の発生には非常に魅力のある性質である。

§.6.4. 結 云

高調波発生能率に最も大きな影響を与えるものは、一応気体の種類と電界強度であると考えられることは、Rosen 氏の計算から推察せられる。それに対して裏づけを行うとともに、高い変換能率を持つ周波数逡倍器が得られたわけである。然しながら此の二つの要素については、能率改善をめぐって更に今後の研究が望まれるのである。又第5章の結云にも述べたように、高調波発生には他にもう一つの重要な因子があるように思はれるので、その解明と関係しながら、その面からの能率改善の研究も行われなければならない。

参 考 文 献

- | | |
|-------------|---------------------|
| 1 井谷、植之原、稲田 | 電気四学会連合大会 (昭和36年4月) |
| 2 植之原、井谷、稲田 | “ ” (“ ”) |

オ 7 章 各国に於ける研究状況

§. 7. 1 緒 言

此の現象は、その発見からまだ日が浅いために、研究者の数は少い。特に我国に於ては、筆者のグループ以外には此の問題の研究を行つてゐる所はなかつたが、最近角、森山岡氏(通研)は理論的な研究に着手しており、近い将来に発表せられる筈である。外国に於ては、筆者の初期の報告を基として、数ヶ所に於て研究が行われている。オ 5 章に述べた P. Rosen 氏の研究はその中の理論的なものであり、他は実験的なものである。

それ等を概観することにより、此の問題の現在に於ける研究状況を明らかにするとともに、採用すべき長所及び今後の問題点を指摘しようと思う。

§. 7. 2 米国に於ける研究

(1) R. M. Hill 及び S. J. Tetenbaum 氏の研究⁽¹⁾

Sylvania Microwave Physics Laboratory の Hill 及び Tetenbaum 両氏は、出力 500 W, 3000 MC のマグネトロンを用い、矩形の長さ 1 インチの石英硝子製の容器に、He を数ミクロンから 1.2 mm Hg ぐらいの気圧で充填し、之を導波管中におき、その前後に筆者が用いたのと同じ様に数本のスタブをおいて放電キヤビテイとし、高調波出力は、石英硝子製容器の前後から探針によって取出している。

此の研究の特徴は、プラズマに電波の進行方向と直角に磁場をかけ、磁場により高調波の発生が著しく変ること、及び入力の大きな所で高調波出力が飽和することを見出している点である。

オ 7. 1 表は、入力 300 W, 2960 MC のときの、変換能率の最大値を示したものであり、オ 2 調波出力を $P_{2\omega}$ 、プラズマで消費せられた電力を P_0 としたとき、
変換能率 = $10 \log (P_{2\omega}/P_0)$ としたものである。

高調波次数	変換能率
2	-15 db
3	-35 db
4	-50 db

オ 7. 1 表

オ 7. 1 図は、気圧 1.2 mm Hg のとき、磁場を加えた場合の入力に対するオ 2 調波出力を示したものである。此図から分る通り、入力が 250 W を超えると、高調波出力が飽和する。これは、電子密度が上昇して、基本波がプラズマ内部に入らな

くなるためである。そして高調波に比べると、電子密度から決るプラズマ周波数はずっと低いので、高調波はプラズマではあまり影響を受けない。従って基本波の周波数が下ると、此の形の周波数増倍器の能率は、此の飽和現象のために、下るのでこれから基本波の周波数の下限がきまる。基本波の周波数を上げるに従って、飽和の起る電子密度が上がるので、変換能率は良くなり、入力もより大きく出来るだろう。

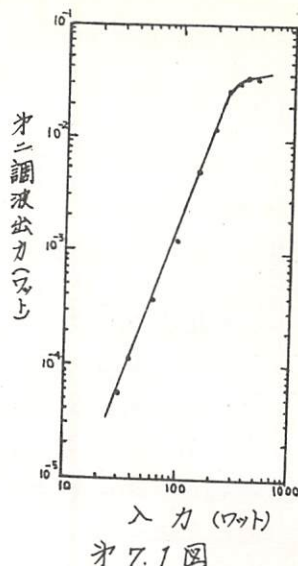
オ7.2図は、入力300 W, 3000 MC のとき、磁場によるオ2調波出力の変化を示している。気圧一定の場合、サイクロトロン共振を起す磁場よりも少し低い所で出力最大となり、それを越すと単調に減少する。気圧が低くなるに従って、出力最大になる磁場は増加し、次第にサイクロトロン共振を起す磁場に近づく。之等のことから、オニ調波は、プラズマの導電率の虚数部の非直線性によつて起っているらしく思われる。

オ2調波は気圧0.2 mm Hg のとき最高となる。気圧が高くなると、衝突によつて失われるエネルギーが多くなり、気圧が低過ぎると、電子の拡散が早くなり、容器の壁にエネルギーが失われる量が多くなるので能率が悪くなるのであると説明している。

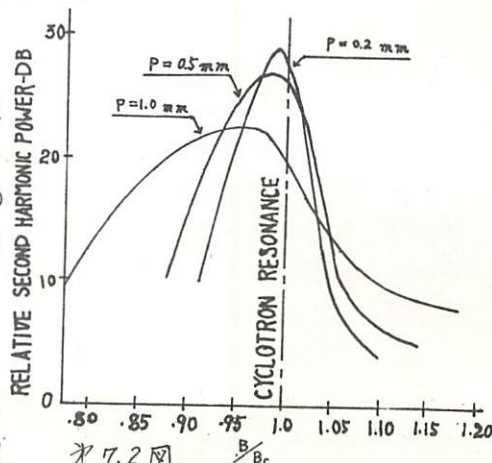
(2) J.R. Baird 及び P.D. Coleman 氏の研究
イリノイ大学の J.R. Baird 氏及び P.D. Coleman 教授は、10000 MC 帯のパルスマグネトロンを電源として用い、放電キャビティとして、オ7.3図に示す様な直交型のものをを用いて実験している。

その放電状態はオ7.4図に示す通りであり、実気についで、オ11調波迄成め

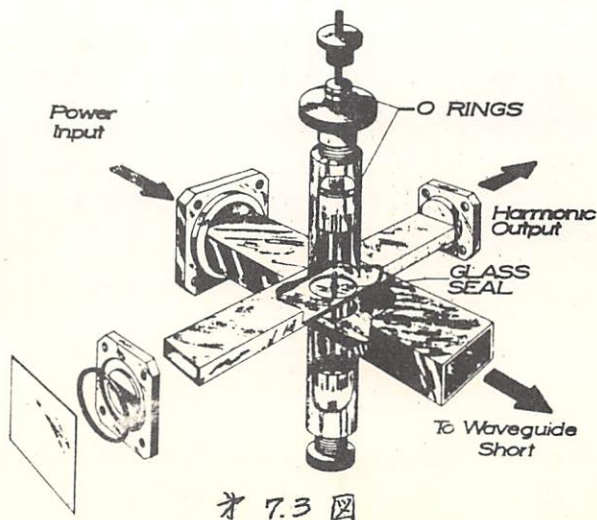
ているが、そのうち電力の測定が行われたのは、オ2,3,4,8調波で、その変換能率はオ7.5図に示す通りであつて



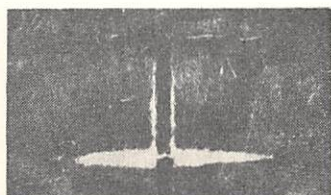
オ7.1図



オ7.2図



オ7.3図



オ7.4図

、高調波の次数が1次上る毎に、変換能率は5db以下ぐらいつか下らない点を指摘し、此の点が非常に魅力がある

N_2 , He, NeとAの混合気体についても実験しているが、気密が悪いので、空気が混入したおそれがあり、気体により差があるらしいがよく分らない。

高調波発生能率は、基本波の角周波数と衝突周波数が等しくなる様な気圧の附近で最大になり、放電ギャップの長さは、高調波次数が高くなる程短くなり、一般には波長に比べてうんと小さいことを指摘している。

(3) P. Rosen 氏の研究

オ5章に述べた通りである。

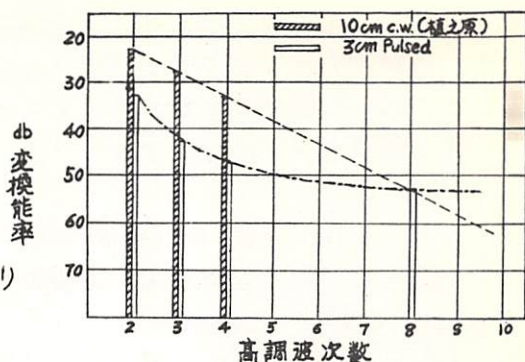
§. 7.3. 英国に於ける研究

オックスフォード大学の N. R. Birnbaum 及び D. Walsh 両氏は、3000 MC のパルスマグネトロンを電源とし、オ7.6図(a)に示す様な直交型の放電キャビティに、(b)の様な放電管をマウントし、気体としてNeを5~39 mmHgの気圧で充填して、オ18調波迄求めている。

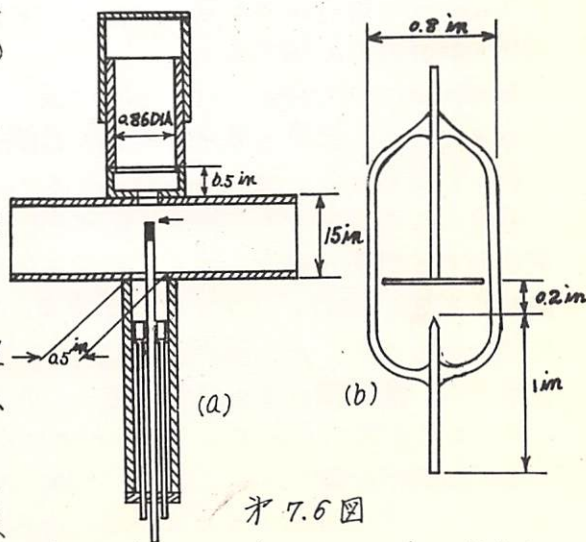
Neを用いた理由は、水蒸気、 O_2 の様な気体では電子の附着確率が大きいので、負イオンを形成し、マイクロ波電界との相互作用を考えたとき、電子の作用が実際上減殺せられるので、負イオンを形成し難いような気体を選んだのである。

変換能率はオ3調波で-35db、それ以上では次数が上る毎に3~4dbの減衰を示しており、之は非直線抵抗からの高調波の場合の6dbよりもはるかに能率が良いので、非直線リアクタンスにより高調波が発生するのであるとしている。

ボルツマンの輸送方程式を解くことにより、高調波発生を説明しようとの努力もなされていることが述べられている。



オ7.5図



オ7.6図

§. 7.4. カナダに於ける研究

オンタリオ大学では、オ7.3図と同じ様な直交型の放電キャビティを用い、基

本波と高調波の導波管を結合する同軸線路の所に、高調波を遮断するチョークを設けて、高調波回路を基本波の回路から切離している。又放電部の電界強度を強くすることから、高調波発生能率を高める所以であるとの考えから、電極構造を工夫し、オ2調波を-8dbで発生している。

§. 7.5. 各研究の検討

之等の研究に共通した欠点は、高調波が気体のどのような性質によって発生するか、と云ふ点に興味を注がれていない点であつて、従つて高調波の発生能率を問題にしながら、その気体の性質については送定の方針がない事である。電子の附着確率も高調波発生能率に影響すると考えられるが、Ramsauer効果ほど本質的な問題ではないのであつて、Rosen氏も此の効果を計算に取入れられた点は、高く評価すべきであると考ええる。オンタリオ大学の研究も使用する気体をつまく送送すれば、-8dbよりも更に能率が向上するものと思われる。

殆どの方が直交型の放電キヤビティを用いているが、此の型は基本波の周波数を高くする場合に非常に好都合であり、基本波50 Gc程度迄は此の型で充分であると思われる。特にオンタリオ大学に於て基本波の導波管との間に高調波を遮断するチョークを設けたのは一の進歩であつて、当分の間は此の型を採用すべきであると考ええる。

電界強度を強くする様が電極構造により、高調波発生能率が向上することは、P. Rosen氏の研究からも明かであり、気体の種類を選ぶと共に、此の点に関する研究を続けることが望ましい。

磁場をかけた研究は一件しかないが、之は高調波発生機構を調べる一つの方角であると共に、放電を集中せしめて高調波発生能率を改善するために有力な手段であると思われる。特にHeの様な気体でも、オ2調波が-15dbで発生している点は留意すべきであつて、放電を集中せしめて、此所に電力を集中させたことが、電界強度を強める結果となり、能率が向上したものと考えることも出来る。(磁場の存在する場合のプラズマの導電率の問題をより細かに調べる必要がある事は勿論であるが)。此の観点からすれば、オ7.3図に示した、Coleman氏等の放電状態では、高調波の発生能率は悪いものと判断せられるのであつて、電極構造等に更に工夫が加えられて、しかるべきである。

高次高調波迄調べられており、大体、次数が上るごとに4db 見当づつ能率が悪くなると考へて良さそうである。此点にはクリスタルを用いた周波数変倍器と優る魅力ある特長であつて、高次高調波の発生能率はクリスタルの失れを遙に上廻ることになり、入力容量も格段に大きい事を考へ、短ミリ波、サブミリ波の発生の有力な手段になり得ることを確めた点で優れている。

参考文献 1. R.M. Hill & S.J. Tentenbaum, J. App. Phys., Vol. 30, 1610~1611, (1959) 2. J. R. Baird & P.D. Coleman, Millimeter Waves, M.R.I. Symposia Series IX, 289~300, Polytechnic Press. 3. N.R. Bierman & D. Walsh, J. Electronics & Control, 81~90, (1961) 4. オンタリオ大学(カナダ)に於ける成果 私信による

第 8 章

短ミリ波、サブミリ波の発生に於て本研究の有する意義

§. 8.1 緒言

これ迄の研究に於ては、マイクロ波放電から高調波が発生する現象及びその発生機構の探究に主力が注がれたのであって、物理的な観測からは非常に興味がある。然しながら、筆者の終局の目標は、此の現象を利用して周波数過倍器を作製し、短ミリ波、サブミリ波を発生することにある。

今迄の研究自体は、確かに大電力の非常に能率の良い周波数過倍器の研究でもある。然しながらそれによって発生し得る高調波が、高々数万 Mc に止っている場合は、それ等の周波数帯のマイクロ波電子管が開発せられている今日、工業的には切実な意義を持たないわけである。

一章にも述べた様に、短ミリ波、サブミリ波の相当大的な信号を発生することは、物理学、工学等の分野に於て切実な要求となっておりながら、研究自体は行悩みの状態にあり、⁽¹⁾ 劃期的な新しい考え方の出現が待望されている。現在非常に微弱な電力ではあるが、物理学の研究に使用せられているのは周波数過倍によるものであり、新しい考え方による劃期的な方法の出現迄の間の中継の方法は、此の中から生れるものと思われる。

そこで、短ミリ波、サブミリ波の発生を目ざして行われている、各種過倍器の研究を検討し、マイクロ波放電を利用した過倍器の有望性を明かにしようと思うのである。

§. 8.2 各種周波数過倍法とその難点

(a) 電子ビームからの高調波

1) マイクロ波電子管の高調波⁽²⁾

普通のマイクロ波電子管、例えば波長 1.25 cm のマグネトロン 3J31 の場合

$$\text{基本波出力} = 2.0 \times 10^4 \text{ watts}$$

$$\text{オ3調波出力} = 2.4 \times 10^{-1} \text{ "}$$

$$\text{オ8 " } = 1.8 \times 10^{-4} \text{ "}$$

$$\text{オ10 " } = 1.2 \times 10^{-4} \text{ " (波長 = 1.25 mm)}$$

というように、高調波分は非常に少く、然も之はパルス出力である事に注意する必要がある。

2) 高調波を多く含むように設計せられたマイクロ波電子管

例えば、コロムビア大学で作られたマグネトロン⁽³⁾では、Xバンドの陽極を用い、オ2調波 3.4 kW、オ3調波 1.2 kW を出している。

又基本波空洞の先に高調波用空洞を用いたクライストロン⁽⁴⁾では、基本波4.08cmから、1.7mm(24調波)を求めている。

然し何れに於ても短ミリ波、サブミリ波の発生ということになれば、マイクロ波電子管で普通にそれらの波を発生しようとする時に遭遇する問題点

(i) 物理的サ法と許容誤差(極度の工作精度を要求せられず)に比例する)

(ii) 回路損失(表皮効果に起因するもので $f^{1/2}$ に比例する)

に直面するとともに、空間電荷がビームのバンチング作用を制限し、高調波含有量を制約するものとなる。

3) Rebatron⁽⁵⁾

メガeVの直線加速器を用いて、高速加速された相対的電子ビームを用いて、非常に密なバンチングを行わせると、その出力電流は多量の高調波含有率を持つ。いるので、このビームをTM_{0mn}モードの空洞に通して高調波を取出す。長所は、

i) 非常に密なバンチングが行われるので、1000番目の高調波迄発生可能であると思われる。

ii) 非常に高速であるので、高密度のバンチが、相当な巨額の間保持出来る。

iii) 百万ボルト程度の高速電子流を用いるので、一般のミリ波管のような遅波回路を用いる必要がなく、適当な高次モードの高調波出力結合空洞を作ることが出来るので、比較的大きな断面積の電子ビームを用いることが出来る。

であるが、

i) メガeVの直線加速器を必要とするので装置が膨大になる。

ii) パルス出力になる。

という欠点があり、一般に広く用いられるには致命的である。然し短ミリ波、サブミリ波を出せばよいという点からは有望な方法である。

4) 電界放射

電界放射の電圧～電流特性の非直線性を利用することが提案⁽⁶⁾されているが、高真空を必要とすること、安定度の問題、インピーダンスが高いこと、電流の制限などの問題点がある。

(b) 他の非直線素子からの高調波

1) 金属-半導体接合を用いたダイオード

従来から広く用いられている、クリスタルを用いる方法で、Gordy氏等は波長0.5mmの発生にも成功しているが、⁽⁷⁾オ1章にも述べに通り、名人芸に属するものであり、入力が小さく、効率もあまり良くない。(例えば、基本波24KMCのときオグ調波で-60db)。即ち、出力が非常に小さいという欠点がある。然しながら構造が簡単なので、現在一番良く用いられている。

2) 強磁性材料による高調波

フェライト或はイットリウム-鉄-ガーネット(YIG)の様な、強磁性材料を磁化して高周波電界を加えると、オ2調波が発生する⁽⁸⁾。例えばフェライトを用いて、9 GCパルス入力32 KWで、変換能率25%で18 GCが得られた報告があり、また70 GCから2mm帯波9 Wを得た実験も報告せられている。

此の方法は

- (i)、オ2調波だけが大きい。オ3調波以上も得られているが、オ2調波が格段に優勢である。
 - (ii)、高調波出力は入力の1.8乗に比例するとされており、入力が相当大きくなければ能率が悪い。従ってパルスで動作させることになる。
- という欠点を持っている。

3) プラズマのサイクロトロン共鳴を利用する高調波の発生

プラズマのサイクロトロン共鳴を利用してオ2調波の発生に成功している⁽⁹⁾。然し、短ミリ波、サブミリ波の発生には非常な高磁界を要し、%の大きなものを用いなければ望みがない。

§ 8.3 Microwave Gas Discharge Frequency Multiplier.

本研究を利用した周波数過倍法であって、

- (i) 入力が大きい。(数十ワット〜数百ワット)
 - (ii) 構造が簡単で、工作精度を要求せられない。又放電部の物理的寸法は、普通の電子管のそれよりも大きく出来る。
 - (iii) 高調波発生能率がよく(オ2調波)で-8 db、此の能率は今後更に改善せられることが予想せられる。特に高次調波の能率はクリスタルのそれに比べて格段に良い。(3~4 db/harmonic)
 - (iv) マイクロ波放電を利用するため、電極の損傷が少ない。
 - (v) 磁場をかける必要がない。
 - (vi) 気圧、その他の動作条件のわずかな変化は出力にあまり影響しない。
- という点は非常に魅力があり、中程度の電力(数十ワット〜数百ワット)を利用する為、連続波で動作せしめることが出来ること、又ミリ波帯では既にその様なクライストロンが市販されているので、比較的簡単に短ミリ波、サブミリ波の相当な電力の連続波を求めることが出来ると考えられる。

§ 8.2 に述べた方法の中で、最も可能性のあるものは、Rebatron、クリスタル、フェライトを用いるものであるが、構造の簡単さはクリスタルと同等であり、取扱は最も簡単であると思われる。又短ミリ波、サブミリ波出力はRebatronに次ぐものと予想せられるが、連続波出力を求める点で使用上甚だ好都合である。

此の様に、従来の方法の欠点を補っており、近い将来、短ミリ波、サブミリ波の発生に最も広く用いられるものと考えられるのである。然しながら、周波数過倍法自体が、過渡的性格のものであることはいなめないで、劃期的な方法の発

見とともにその使命を終るものと思われる。

参考文献

- 1 I. Kaufman. I.R.E. Vol 47, 381-396. (1959)
- 2 J. A. Klein, N. Lobset, A. H. Nethercott & C. H. Townes.
Rev. Sci. Instru. vol 23, 78-82, (1952)
- 3 "Research Investigation Directed Toward Extending the Useful Range of the
Electromagnetic Spectrum" Columbia Rad. Lab. DA-36-039 SC-64630 (1957)
- 4 J. Bernier & H. Leboutet. Acad. Sci., Comt. Rend., vol. 231, 796-798, (1954)
- 5 P. D. Coleman. J. Appl. Phys., vol. 28, 927-935 (1957)
I. Kaufman & P. D. Coleman, J. Appl. Phys., vol. 28, 936-944 (1957)
- 6 Elec. Eng. Res. Lab., Univ. of Illinois. Contract AF18(603)-62, Rep. No. 7
- 7 Millimeter Waves. P9. M.R.I. Synposia Series vol IX. Polytechnic Press.
- 8 J. L. Melchor, W. P. Ayres & P. H. Vartanian. I.R.E. Vol. 45. 643-646 (1957)
- 9 Hughes Aircraft Co, Culver City, Calif., Signal Corps.
Contract DA 36-039 SC-73063, Final Progress Rep (1959)

第 9 章

結 論

本研究は、マイクロ波放電から高調波が発生する現象を発見して、その特性を調べ、発生機構を探究し、又その現象を利用して周波数適倍器として用いてその効率改善を行い、近い将来短ミリ波、サブミリ波発生 of 有力な方法となるべきことを論じたものであって、得られた成果を要約すれば以下の如くである。

- (I)、適当な条件の下に気中マイクロ波放電を行わせると、高調波が効率良く発生する。
- (II)、高調波出力を左右するものは、
- i) 気体の種類
 - ii) 気圧
 - iii) 電界強度(入力、放電ギャップ長、電極の形、その他の回路条件)
 - iv) 高調波の育成と取出し方
 - v) その他、低周波電圧、磁場の重ね合せによつても大きく変化し、放電の形態も関係する様である。
- (III)、i) 円筒形電極を対向させた場合には、一般に入力が大きくなるに従つて出力最大になる放電ギャップ長は長くなり、ギャップ長一定の時は、気圧が低くなるに従つて放電ギャップ長は長くした方がよい。
- ii) 入力と出力とは相当な範囲にわたり、ほぼ直線関係にあると考えられる、
 - iii) 入力の角周波数と、電子の衝突周波数が大体同じ程度の時に高調波が発生する。
- (IV)、i) 電子密度は大体そのプラズマ周波数が入力の周波数と同じか、それ以上の程度になっている。
- ii) 高調波が発生するのは、本質的には、電子速度によつて衝突周波数が変化すること、即ち Ramsauer 効果に起因しており、その効果の著しい気体ほど高調波出力が大きい。
 - iii) Ramsauer 効果だけでは奇数次調波だけが発生することは、Ramsauer 効果を取入れた平均電子の運動方程式から説明せられる。又このことは、電子の速度分布函数から論じた Rosen 氏の解析でも示される。
 - iv) 近周波電圧を重ね合せたときの放電状態の観測、及び整流現象の存在することから、Ramsauer 効果の他に電子密度及び電界分布の時間的空間的变化の様なものが、他の重要な因子として作用して偶数次調波も発生すると考えなければならない。(一例として(5.4)式のようなモデルをとれば偶数次調波も発生する。)
- (V)、適当な混合気体を用いたり、或はプラズマの閉込めを行つて電界強度を強

くすれば能率を改善出来る。又プラズマの閉込め現象の説明が行われた。

(VII). 他国の研究状況を検討し、直交型放電ギンビティを用いた方が便利であり、電極形状を工夫して電界強度を強くする研究が進められる必要があることが分かった。又高周波高調波近求めにデータから、短ミリ波、サブミリ波発生に非常に有望であることが証明せられた。

(VIII). 現在迄の短ミリ波、サブミリ波発生の研究状態を検討し、此の現象を利用して、*microwave gas discharge frequency multiplier* が、近い将来に短ミリ波、サブミリ波の有力な発生手段となるであろうという事が予測せられた。

此の報告は現在迄に得られた結果を一応とりまとめたものであって、今後に残された問題は山積しており、むしろ之からの研究が重要な意味を帯びている。(特に工学的応用に於て)。それらについて気付いた点を述べると、

- i) 偶数次調波の発生機構の探究
- ii) 短ミリ波、サブミリ波の発生(基本波を35Gc程度遠上げること)
- iii) Gの熱電離プラズマを用いることにより、放電の維持の為の電力を節約すると共に、 $\frac{dE}{dt}$ が格段に大きい事を利用して能率を高めること。
- iv) 磁場の重ね合せにより能率の改善を行うこと。
- v) 電極構造の研究(電界強度を強くして能率を改善する)。
- vi) 能率の良い混合気の探究。

のとおりである。

筆者は現在、10 Gc パルスマグネトロンを電源としてオマ調波近求めており、又10 Gc連続波マグネトロン、35 Gcパルスマグネトロンを電源とした研究も行っている。尚G熱電離プラズマを用いる実験も近日中に開始出来る筈であり、近い将来之等について報告出来ることを楽しみにしている。

謝 辞

拙筆するに当り、先づ研究の場を与えろとともにそれに専念出来るよう常に御配慮いただいた、日本大学稻田金次郎教授、升谷孝也助教授に衷心からの敬愛と感謝の意を表するものであります。又卒業以来種々御指導御鞭撻をいただいた日本大学横地伊三郎教授に深謝いたします。

本研究は多数の人々の好意と激励と援助の下に、昭和29年度以来の卒業研究学生諸君の晝夜を分にぬ努力によって成遂げられたものであって、此所に深甚の謝意を表わします。特に本研究の初期からその重要性を指点的して御鞭撻いただいた、名古屋大学篠原卯吉教授、東北大学小池勇二郎教授、又本研究を米国に紹介せられた、E.M. Boone 教授、J.A. Hornbeck 博士、T.J. Read 博士に深く敬意を表するものであります。

猶、途中約一手に且り、研究を共にせられた植之原道行博士及び常に有益なる検討と助言を与えられた、電気通信研究所、高津清一博士に深謝いたします。